

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ГЕОДЕЗИИ И КАРТОГРАФИИ (МИИГАиК)

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ

Волновая и квантовая оптика
Атомная и ядерная физика

Для студентов II курса всех специальностей

Москва
2009

УДК 530.1

Составители:

проф. Дунаенко Л.П. - лабораторная работа № 312,
доц. Падалка Н.М. - лабораторные работы №№ 308, 309,
проф. Стрижкин И.И. - лабораторные работы №№ 300, 320, 321,
проф. Троицкий В.И. - лабораторные работы №№ 305, 311,
проф. Феофилактова Т.В.,- разделы: «Интерференция света»,
«Дифракция света» - краткая теория, лабораторные работы №№ 301, 303, 304,
314, 315,
доц. Чернышев О.Н. - лабораторная работа № 363,
доц. Ярошенко Н.Г. - лабораторные работы №№ 302, 351,352.

Редактор профессор Феофилактова Т.В.

Лабораторный практикум по физике. – М.: Московский государственный университет геодезии и картографии, – 2009 г. – 124 с.

В настоящем пособии использованы описания лабораторных работ из методических пособий по оптике, изданных в предыдущие годы. Рекомендовано кафедрой экономики и предпринимательства МИИГАиК.

Пособие составлено в соответствии с утвержденной программой курса «Физика», рекомендовано кафедрой физики и утверждено к изданию редакционно-издательской комиссией факультета оптического приборостроения.

Рецензенты: проф. Веревошкин Ю.Г., МГУГиК
проф. Самолюбов Б.И., МГУ им. М.В. Ломоносова

Московский государственный университет геодезии и картографии,
(МИИГАиК), 2009 г.

4. Что такое дозиметрия? Какие виды доз ионизирующего излучения существуют и в каких единицах они измеряются?
5. Что означает термин «радиометр»?
6. Опишите устройство и принцип действия счетчика Гейгера-Мюллера. Каков механизм регистрации частицы счетчиком?
7. Используя прибор РКСБ-104 вы можете проверить на радиоактивность какую-нибудь из своих вещей. Предположим показания прибора: 45 мкР/ч. Какой вывод вы сделаете?
8. В настоящее время нетрудно приобрести бытовой дозиметр-радиометр. Каким образом при покупке можно убедиться в его работоспособности?

Внимание! Для успешной защиты этой работы обязательно (дополнительно к её описанию) проработать по учебнику Трофимовой Т.И. "Курс физики" следующие разделы: 1) Методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений и частиц (§261). 2) Космическое излучение (§269).

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§261, 269.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

СОДЕРЖАНИЕ

Интерференция света

Краткая теория	5
Лабораторная работа № 301 Интерференция на щелях Юнга	14
Лабораторная работа № 302 Интерференция света. Кольца Ньютона.....	17
Лабораторная работа № 351 Бипризма Френеля. Определение параметров бипризмы Френеля по интерференционной картине	23
Лабораторная работа № 352 Определение толщины плоскопараллельной стеклянной пластины по интерференционным кольцам.....	26

Дифракция света

Краткая теория	32
Лабораторная работа № 303 Дифракция Фраунгофера на одной щели.....	33
Лабораторная работа № 304 Дифракция Фраунгофера на двух щелях.....	38
Лабораторная работа № 300 Дифракция Фраунгофера на одномерной решетке.....	42
Лабораторная работа № 305 Дифракция Фраунгофера на прозрачной решетке.....	48

Поляризация света

Лабораторная работа № 308 Проверка закона Малюса	56
Лабораторная работа № 309 Вращение плоскости поляризации.....	61

Взаимодействие света с веществом

Лабораторная работа № 311 Дисперсия света на стеклянной призме	69
Лабораторная работа № 312 Внешний фотоэффект.....	81

Атомная физика

Лабораторная работа № 314 Оптические спектры атомов	86
Лабораторная работа № 315 Изучение основных свойств газового лазера	96
Лабораторная работа № 363 Опыты Франка и Герца	105

Лабораторная работа № 320 Определение уровня натурального фона с помощью счетчика Гейгера-Мюллера	110
Лабораторная работа № 321 Измерение естественного радиационного фона с помощью дозиметра-радиометра	115

сти дозы (на уровне естественного фона от 5 до 60 мкР/ч) может наблюдаться значительный разброс в показаниях прибора. В Москве среднее значение натурального фона, как правило, порядка 15-20 мкР/ч.

В данной работе проводится измерение прибором мощности эквивалентной дозы γ -излучения в мкЗв/ч. Поскольку в литературе наиболее часто используются единицы мкР/ч; с другой стороны $D_{\text{экв}} = k \cdot D$, и в данном случае $k=1$, то можно приближенно считать, что показания на табло прибора выражены в мкР/ч.

Порядок работы.

1. Перед началом работы получите (в ком. 512) прибор РКСБ – 104 и внимательно изучите надписи на его передней панели.
2. Переведите левый тумблер в верхнее положение, а правый верхний тумблер в положение „РАБ”.
3. Включите прибор, для этого правый нижний тумблер переведите в положение „ВКЛ”, при этом прибор издаст короткий звуковой сигнал, а на табло появится 0000. Если после включения прибор издает постоянный звуковой сигнал, то необходимо установить новый элемент питания. При исправном источнике питания через 27-28с короткие звуковые сигналы (10раз) известят об окончании измерения мощности эквивалентной дозы излучения в лаборатории. Цифры на табло- величина D , измеренная в мкР/ч. Пример: на табло 0012, значит $D=12\text{мкР/ч}$.
4. Проведите 3 серии измерений из 5, 10 и 15 отсчетов согласно п.3. Результаты измерений занесите в самостоятельно составленную дома таблицу. Её образец можно взять в лаб. работе № 101а.
5. Обработка результатов измерений ведется по стандартной методике для определения случайных погрешностей, которую можно взять из описаний лаб. работ № 100 или 101а. Необходимо рассчитать: среднее арифметическое значение $\bar{D}$ и среднеквадратическую погрешность $s_{\bar{D}}$ (в старых описаниях лаб. работ она обозначается $m_{\bar{D}}$).

Внимание. В данном эксперименте величина $s_{\bar{D}}$ имеет смысл не погрешности, а характеризует величину флуктуации натурального фона.

6. Результат измерений каждой серии представить в виде:

$$D = \bar{D} \pm \varepsilon_{\text{смет}} \text{ (мкР/ч)}$$

7. Проведите анализ полученных результатов.

Контрольные вопросы

1. Что такое естественная радиоактивность?
2. Какой смысл имеет термин «натуральный фон»? Охарактеризуйте процентный вклад различных источников ионизирующего излучения в естественный радиационный фон.
3. Дайте характеристику состава первичных и вторичных космических лучей.

растает. На выходе счетчика возникает импульс тока, который может быть зарегистрирован.

Наиболее полно и подробно принцип действия счетчика Гейгера-Мюллера и его особенности рассмотрены в лабораторной работе № 320. Необходимо обязательно прочесть.

Совет. При выполнении данной работы посмотрите установку для работы № 320. Через её прозрачный корпус хорошо видны два типа счетчиков Гейгера-Мюллера, один из которых (большой) используется в приборе РКСБ-104 для работы № 321.

4. Радиометрия. Радиометр (пояснение терминов).

1) Радио..., часть сложных слов, указывающая на их отношение к *радио* (напр. радиоволны) или к *радиоактивности*.

2) **Радиометрия** (в ядерной физике) - совокупность методов измерения активности (числа распадов в единицу времени) радиоактивных ядер.

3) Термин **радиометр** (от *радио...* и *...метр*; лат. radio-излучать, испускать лучи) применяется в различных областях физики и техники. Означает: 1) прибор для измерения энергии электромагнитного излучения. 2) Приёмное устройство радиотелескопов. 3) Прибор для измерения давления звукового излучения (радиометр акустический). 4) Прибор для измерения активности радиоактивных источников. Например, радиометр ПП-8 предназначен для регистрации числа импульсов, поступающих с детекторов радиоактивных излучений (блок счетчиков Гейгера-Мюллера).

Примечание. Иногда (в быту) под радиометрией понимают измерение и оценку радиоактивности различных объектов внешней среды (воздуха, воды, почвы, пищевых продуктов, поверхности предметов и т.п.) т.е. этот термин употребляется как аналог дозиметрии, поэтому бытовые приборы для определения радиоактивности называют «дозиметр-радиометр».

5. Описание дозиметра-радиометра, используемого в данной лабораторной работе.

В данной работе используется прибор РКСБ – 104, называемый «дозиметр-радиометр» комбинированный, предназначенный для измерения ионизирующих излучений и контроля радиационной обстановки на местности и в быту.

Прибор содержит 2 счетчика Гейгера-Мюллера типа СБМ-20, секундомер и схемы обработки сигналов. Наличие двух счетчиков позволяет сократить время одного измерения до ≈ 30 с. Счетчики СБМ-20 позволяют регистрировать γ - и β -излучения.

Прибор выполняет функции дозиметра и радиометра и обеспечивает возможность измерения:

мощности эквивалентной дозы гамма – излучения в мкЗв/ч ;
плотности потока бета - излучения с поверхности в $1/(\text{с} \cdot \text{см}^2)$;
удельной активности радионуклида цезий – 137 в веществах.

Систематическая погрешность прибора составляет $\varepsilon_{\text{сист}} = 1 \text{ мкР/ч}$.

Взаимодействие ионизирующего излучения с измерительным прибором носит стохастический (случайный) характер, поэтому при малых значениях мощно-

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Введение. Краткая теория

Интерференцией волн называется явление усиления или ослабления амплитуды результирующей волны в зависимости от соотношения между фазами складывающихся в пространстве двух (или нескольких) волн одинаковой частоты.

Важно отметить, что при интерференции волн не происходит простого суммирования интенсивностей, а имеет место **перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других минимумы интенсивности.**

Пусть две волны одинаковой частоты, накладываются друг на друга, возбуждают в некоторой точке пространства колебания одинакового направления, т. е. вектор $\vec{E}_1$ параллелен вектору $\vec{E}_2$. Тогда можно записать скалярные равенства:

$$E_1 = E_{m1} \cos \varphi_1(t, r) \text{ и } E_2 = E_{m2} \cos \varphi_2(t, r)$$

$$\text{где } \varphi_1(t, r) = \omega t - kr + \alpha_1 \text{ и } \varphi_2(t, r) = \omega t - kr + \alpha_2.$$

Амплитуда результирующего колебания (см. сложение колебаний в механике) в данной точке определяется:

$$E^2 = E_{m1}^2 + E_{m2}^2 + 2E_{m1}E_{m2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = E_{m1}^2 + E_{m2}^2 + 2E_{m1}E_{m2} \cos \delta, \quad (1)$$

где $\delta(t, r) = \varphi_2(t, r) - \varphi_1(t, r)$ – разность фаз колебаний.

Как видно из формулы (1) результирующая амплитуда зависит от разности фаз складываемых волн: когерентные или некогерентные волны.

Когерентными называются волны, имеющие одинаковую частоту и постоянную во времени разность фаз $\delta = \varphi_2 - \varphi_1$. Источники таких волн также называются когерентными.

Когерентностью называется согласованное протекание нескольких колебательных или волновых процессов.

В случае некогерентных волн разность фаз δ непрерывно изменяется, принимая с равной вероятностью любые значения, вследствие чего среднее по времени значение $\langle \cos \delta \rangle = 0$.

Тогда результирующая амплитуда равна (см. 1) $E^2 = E_{m1}^2 + E_{m2}^2$

Отсюда следует, что интенсивность света ($I \sim E^2$), наблюдаемая при сложении некогерентных волн, равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн в отдельности: $I = I_1 + I_2$

В случае когерентных волн $\cos \delta$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, так что

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2)$$

Последнее слагаемое в этой формуле называется интерференционным членом. В тех точках пространства, для которых $\cos \delta > 0$, $I > I_1 + I_2$; в тех точках пространства, для которых $\cos \delta < 0$, $I < I_1 + I_2$.

Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников

Световые волны, испускаемые отдельными атомами обычного источника света, никак не согласованы по фазе. Поэтому когерентные световые волны получают, разделяя при помощи того или иного оптического устройства волны, идущие от источника света, на две (или более) волны. Эти волны в области их перекрытия дадут устойчивую интерференционную картину. Если заставить эти две волны пройти разные оптические пути, а потом наложить их друг на друга, то наблюдается интерференция. Разность оптических длин путей, проходимых интерферирующими волнами, не должна быть больше длины когерентности, которая определяется отношением $\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$, где $\Delta\lambda$ определяет ширину спектра.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в точке О (Рис. 1). До точки Р первая волна проходит путь S_1 в среде с показателем преломления n_1 , вторая волна проходит путь S_2 в среде с n_2 .

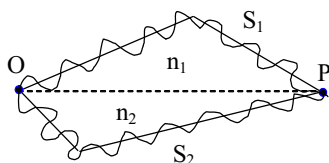


Рис. 1

Если в точке О фаза колебаний равна ωt , то первая волна возбуждает в точке Р колебание $E_{m1} \cos \omega \left(t + \frac{S_1}{V_1} \right)$, а вторая $-E_{m2} \cos \omega \left(t + \frac{S_2}{V_2} \right)$, где $V_1 = \frac{c}{n_1}$ и $V_2 = \frac{c}{n_2}$ скорости первой и второй волн.

Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке Р, будет равна

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{V_2} - \frac{S_1}{V_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 S_2 - n_1 S_1)$$

Оптической длиной пути называется произведение показателя преломления на геометрическую длину пути $L = nS$. Оптическая разность хода равна

3.2. Дозиметры. Измерение доз ионизирующих излучений и их мощностей осуществляется дозиметрическими приборами (дозиметрами). Существуют дозиметры для измерения одного вида излучения (например, гамма-дозиметры, нейтронные и т.д.) или смешанного излучения. Дозиметры для измерения экспозиционных доз рентгеновского и гамма-излучений (градуированные в рентгенах) называют *рентгенометрами*. Дозиметры для определения эквивалентной дозы (градуированные в бэрах) называют *бэрметрами*.

Основными частями дозиметра являются детектор радиоактивного излучения и измерительное устройство. Для обнаружения радиоактивного излучения применяются следующие приборы: ионизационные камеры, счетчики Гейгера-Мюллера, сцинтилляционные и другие.

Внимание! В учебнике Трофимовой Т.И. "Курс физики" (§ 261) подробно рассмотрены указанные приборы, их устройство и принцип действия. При защите этой работы необходимо представить краткий конспект § 261.

Ниже кратко рассмотрен счетчик Гейгера-Мюллера, наиболее широко используемый, в частности в бытовых дозиметрах.

Счетчик Гейгера-Мюллера представляет собой газоразрядный прибор для регистрации и исследования различного рода радиоактивных частиц и ионизирующих излучений: α -, β -частиц, γ -квантов, рентгеновских квантов и других. Счетчик Гейгера-Мюллера регистрирует частицу без измерения её энергии, т.е. только факт попадания её в счетчик

Конструкция счетчика для регистрации β -частиц и γ -квантов и упрощенная схема его включения показаны на рис.2. Форма электродов счетчика, как правило, цилиндрическая. Внутренним электродом – анодом – является металлическая нить диаметром от 0,02 до 0,3мм. Катодом служит либо слой металла, нанесенный изнутри на поверхность стеклянной трубки либо металлический цилиндр. Счетчик наполнен смесью газов под давлением 10-760 мм рт.ст.. Разность потенциалов между электродами достигает 300-2500 В. Счетчики для регистрации α -частиц существенно отличаются по конструкции от счетчиков для β -и γ -частиц, что обусловлено их различной ионизирующей способностью.

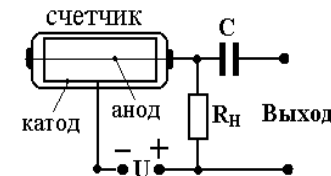


Рис.2. Газоразрядный счетчик, его устройство и схема включения.

Рассмотрим кратко принцип действия газоразрядного счетчика Гейгера-Мюллера. Заряженная частица ионизирует газ в трубке. Возникшие ионы и электроны ускоряются электрическим полем. В области анода из-за возросшей напряженности поля возникает ударная ионизация и число носителей заряда резко воз-

3.1 Дозиметрия (от греч. dosis-доля и metreo- измеряю) – это раздел ядерной физики, занимающийся измерениями, исследованиями и теоретическими расчётами дозы ионизирующих излучений, воздействующих на любой объект, в том числе и на человека, извне (внешнее облучение) или изнутри от радиоактивных веществ.

Существуют понятия: поглощенной дозы, экспозиционной и эквивалентной дозы ионизирующего излучения.

Поглощенная доза излучения – это физическая величина (обозначается **D**) равна отношению энергии любого ионизирующего излучения, поглощенного телом к массе облучаемого вещества. Единица измерения: **грей** (Гр), 1 Гр=1Дж/кг.

Естественный радиационный фон (космические лучи, радиоактивность окружающей среды, человеческого тела и др.) составляет за год дозу излучения около 0,002 Гр на человека. Доза облучения, вызывающая лучевую болезнь 1-6 Гр; смертельная доза – 6-10 Гр.

Экспозиционная доза излучения (**ЭДИ**) характеризуется величиной электрического заряда одного знака, созданного ионизирующим излучением в некоторой массе воздуха. Единицей ЭДИ является кулон на 1кг воздуха (Кл/кг). На практике широко используется внесистемная единица ЭДИ – рентген (Р); (1Р=2,58 · 10⁻⁴ Кл/кг). Эта единица является мерой ионизирующей способности рентгеновского и γ-излучений. В практической дозиметрии можно считать 1 Р ≈ 0,01 Гр.

ЭДИ, отнесенная к определенному отрезку времени, называется **мощностью дозы излучения** и измеряется в Кл/кг·ч; Р/ч; или чаще в дольных единицах: мкР/ч (1мкР/ч=10⁻⁶ Р/ч), мР/мин; мкР/с.

При одной и той же дозе поглощенного излучения разные виды излучения вызывают неодинаковый биологический эффект. Это различие учитывается коэффициентом качества k. Для рентгеновского и γ-излучения k=1; для электронов k=1-1,5; для нейтронов k=3-10.

Для оценки действия излучения на живые организмы введена специальная величина – **эквивалентная доза**: D_{экв} = k·D. Единица эквивалентной дозы – **зиверт** (1 Зв).

Внесистемная единица – **бэр** (биологический эквивалент рентгена): 1 бэр = 0,01 Зв.

Среднее значение эквивалентной дозы поглощенного излучения, обусловленной естественным радиационным фоном, составляет около 2 мЗв в год. Доза в 4-5 Зв, полученная человеком за короткое время может привести к смертельному исходу, однако такая же доза полученная в течение всей жизни не приводит к видимым изменениям. В онкологии при лечении используют дозы до 10 Зв (в течение 3-4 недель).

Дополнение. 1) Человек в среднем в течение года получает дозу 400-500 мбэр (150мбэр-космическое излучение, 140 мбэр- рентгеноскопия, 100 мбэр – просмотр телевизора и т.д.).

2) Допустимая доза облучения - < 25 Р, 50-100 Р – изменение состава крови, 200-400 Р – потеря трудоспособности, 600 Р – смертельная доза.

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 = L_2 - L_1$$

Выразив $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, где λ – длина волны в вакууме, получим **связь разности фаз с разностью хода**:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (3)$$

Рассмотрим, при каких условиях наблюдаются максимумы и минимумы интенсивности, если накладываются когерентные волны. **Результирующая интенсивность** определяется выражением (1):

1) если $\cos \delta = 1$, то наблюдается максимум интенсивности, при этом

$$\text{разность фаз } \delta = \pm 2m\pi \quad m = 0,1,2,3... \quad \max \quad (4)$$

$$\text{разность хода } \Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad m = 0,1,2,3... \quad \max \quad (5)$$

Колебания будут происходить с одинаковой фазой. Наблюдаемая интенсивность будет максимальной: $I = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$. Если $I_1 = I_2$, то $I = 4I_1$.

2) если $\cos \delta = -1$, то наблюдается минимум интенсивности, при этом

$$\text{разность фаз } \delta = \pm (2m + 1)\pi \quad m = 0,1,2,3... \quad \min \quad (6)$$

$$\text{разность хода } \Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad m = 0,1,2,3... \quad \min \quad (7)$$

Колебания будут происходить в противофазе. Наблюдаемая интенсивность будет минимальной: $I = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$. Если $I_1 = I_2$, то $I = 0$.

Рассмотрим две когерентные световые волны, исходящие из действительных или мнимых источников O₁ и O₂.

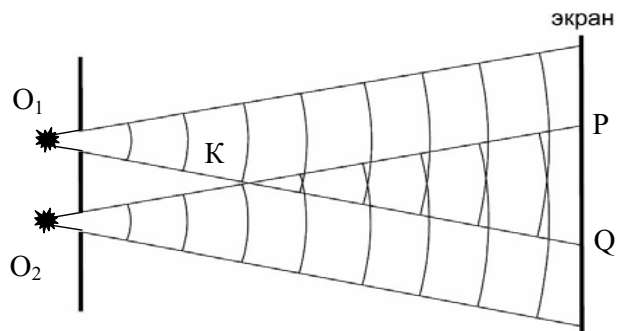


Рис. 2

Область KРQ, в которой эти волны перекрываются, называется областью интерференции. Во всей этой области наблюдается чередование мест с максимальной и минимальной интенсивностью. Если в эту область внести экран, то на нем будет видна интерференционная картина, которая имеет вид чередующихся светлых и темных полос. Вычислим ширину этих полос в предположении, что экран параллелен плоскости, проходящей через источники O_1 и O_2 . Положение точки на экране будем характеризовать координатой x , отсчитываемой в направлении параллельном O_1O_2 . Начало отсчета выберем в точке O , относительно которой O_1 и O_2 расположены симметрично. Источники будем считать колеблющимися в одинаковой фазе.

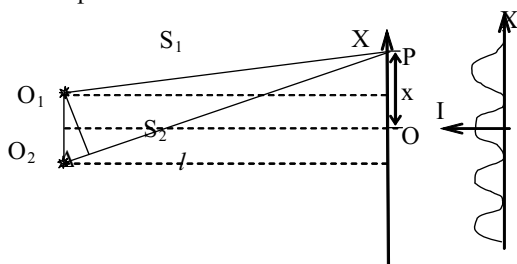


Рис.3

Из рисунка видно, что по теореме Пифагора получается:

$$S_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \quad (8)$$

$$S_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 \quad (9)$$

Вычитая из (9) выражение (8), получим

венного радиационного фона, вероятно, не было бы и жизни на Земле в её настоящем виде.



Рис.1. Вклад источников нонизирующего излучения в радиационный фон

Одной из важнейших составляющих естественного радиационного фона является **космическое излучение** или **космические лучи (КЛ)**. Так называют поток элементарных частиц высокой энергии, приходящий на Землю из космического пространства. Рассмотрим их подробнее. Различают *первичные* и *вторичные* КЛ. Космические лучи, находящиеся за пределами земной атмосферы называют первичными.

По происхождению их делят на галактические КЛ (ГКЛ), приходящие к Земле извне Солнечной системы и солнечные КЛ (СКЛ), порожденные Солнцем. Источниками ГКЛ являются расширяющиеся оболочки новых и сверхновых звезд нашей Галактики. Первичные КЛ имеют примерно следующий состав: 90% протонов, 9% α - частиц (ядер атомов гелия) и около 1% приходится на ядра более тяжелых элементов. Первичное КЛ изотропно со всех направлений пространства. Интенсивность потока КЛ на границе земной атмосферы равна ≈ 1 частице/(см²·мин) и мало изменяется во времени. Энергия частиц в ГКЛ достигает 10^{21} эВ, а для СКЛ— $\leq 10^{10}$ эВ. Несмотря на высокую энергию, лишь ничтожная доля первичных КЛ достигает Земли. Это объясняется действием магнитного поля Земли и влиянием атмосферы. Солнечные КЛ, в отличие от ГКЛ, наблюдаются эпизодически после хромосферных вспышек. Значительный рост потока СКЛ вызывает магнитные бури, помехи и нарушение радиосвязи, ухудшение самочувствия у людей; может увеличиться уровень натурального фона регистрируемого счетчиком (!).

В верхних слоях атмосферы происходят неупругие столкновения частиц первичных КЛ с ядрами атомов и молекул азота и кислорода. В результате ядерных реакций возникают новые частицы, которые называют вторичными КЛ (ВКЛ). Ниже 20 км всё космическое излучение является вторичным.

Подробно состав и превращения частиц во вторичных КЛ рассмотрены в описании лаб. работы № 320. **Обязательно прочесть этот материал и составить краткий конспект к защите данной работы.**

3. Измерение интенсивности излучения (дозиметрия).

Установлено, что α -, β - и γ -излучения обладают проникающей и ионизирующей способностью. Малой проникающей, но наибольшей ионизирующей способностью обладает α -излучение (задерживается слоем бумаги в 0,1 мм). Гамма-излучение обладает наибольшей проникающей способностью. Гамма-кванты способны проходить через слой твёрдого вещества в несколько десятков см. Их пробег в воздухе может достигать нескольких сот метров. Проходя через вещество, γ -излучение испытывает ослабление в результате следующих трех основных явлений: внутренний фотоэффект (атом поглощает γ -квант и испускает электрон с внутренних оболочек), комptonовское рассеяние (γ -квант сталкивается с электроном во внешней оболочке и передаёт ему часть своей энергии. Вследствие этого направление движения γ -кванта изменяется; уменьшаются его энергия и частота) и образование электронно-позитронных пар ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$) при пролёте γ -кванта непосредственно вблизи ядра.

Одной из основных характеристик радиоактивного вещества является **активность А**. Она характеризует число распадов в секунду. Единицы активности в СИ – **беккерель** (Бк), 1 Бк = 1 расп./с. Внесистемная единица – **кюри** (Ку): 1 Ку = $3,7 \cdot 10^{10}$ расп./с.

2. Естественный радиационный фон (натуральный фон).

В любом месте на поверхности Земли, под землёй, в водоёмах, в атмосфере и в космическом пространстве существует ионизирующее излучение или естественный радиационный фон; часто используется также термин натуральный фон. Наиболее значительный вклад в естественный радиационный фон вносит радиоактивный радон и продукты его распада, попадающие в организм человека при дыхании. Образуясь в почве, инертный газ радон выходит в атмосферу. Его концентрация особенно велика в закрытых непрветриваемых помещениях. Процентный вклад различных источников ионизирующего излучения в естественный радиационный фон приведен на рис. 1.

Гамма-излучение естественных радиоактивных изотопов земной коры (урана, тория, калия) составляет около 8% естественного фона. Такой же процент составляет **космическое излучение** – поток γ -квантов и быстрых заряженных частиц, проникающих сквозь атмосферу к поверхности Земли. Кроме внешнего излучения, каждый организм подвергается внутреннему облучению, составляющему 11% естественного радиационного фона. Оно обусловлено естественной радиоактивностью химических элементов, попадающих в организм вместе с пищей, водой и воздухом (углерод, калий, уран, радий, радон).

Дополнительный вклад (около 18%) в естественный радиационный фон вносят **искусственные источники радиации**, используемые в развитых странах (ядерные реакторы, ускорители заряженных частиц, рентгеновские установки).

Заметим, что наличие естественного радиационного фона – необходимое условие эволюции жизни на Земле. Обязательным условием эволюции является изменчивость как следствие мутации генов. Одним из факторов, вызывающих мутации, является естественный фон ионизирующей радиации. В отсутствие естест-

$$S_2^2 - S_1^2 = (S_2 - S_1)(S_2 + S_1) = 2xd \quad (10)$$

При условии $d \ll l$ и $x \ll l$ можно считать, что $S_2 + S_1 \approx 2l$. Так как волны распространяются в вакууме ($n = 1$), то оптическая разность хода $\Delta = S_2 - S_1$. После подстановки в (10) получим

$$\Delta = \frac{xd}{l}$$

Подставив условия максимума и минимума интерференции (5) и (7), получим координаты максимумов и минимумов интенсивности

$$x_{\max} = \pm \frac{ml\lambda}{d} \quad (11)$$

$$x_{\min} = \pm \frac{(2m+1)\lambda}{2d} \quad (12)$$

Шириной интерференционной полосы Δx называется расстояние между двумя соседними минимумами интенсивности

$$\Delta x = x_{\min(m+1)} - x_{\min m} = \frac{l}{d} \lambda \quad (13)$$

Расстоянием между интерференционными полосами называется расстояние между двумя соседними максимумами интенсивности

$$\Delta x = x_{\max(m+1)} - x_{\max m} = \frac{l}{d} \lambda \quad (14)$$

Из выражений (13) и (14) следует, что расстояние между интерференционными полосами и ширина интерференционной полосы определяются одинаково. Расстояние между интерференционными полосами растёт с уменьшением расстояния между источниками d . При расстоянии d сравнимом с l , расстояние между полосами было бы того же порядка, что и λ , т. е. очень мало, отдельные полосы были бы совершенно не различимы. Для того чтобы интерференционная картина стала отчетливой, необходимо выполнение условия $d \ll l$.

Ширина интерференционных полос и расстояние между ними зависят от длины волны λ . Только в центре картины, при $x = 0$, совпадут максимумы всех длин волн. По мере удаления от центра картины максимумы разных длин волн (λ) смещаются друг относительно друга все больше и больше. Это приводит к смазы-

ванию картины при наблюдении ее в белом свете. В монохроматическом свете число различных полос интерференции заметно возрастает.

В случае конечных размеров источника света интерференционная картина становится менее резкой и даже может совсем исчезнуть. Это объясняется нарушением когерентности волн, идущих от разных точек источника.

Интерференция света в тонких пленках, пластинках

При падении световой волны на тонкую прозрачную пленку (пластинку) происходит отражение света от обеих поверхностей пленки. В результате возникают когерентные световые волны, которые могут интерферировать.

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пластинку падает плоская световая волна (Рис. 4)

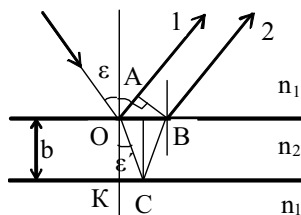


Рис. 4

Рассмотрим интерференцию в отраженном свете.

Свет отражается от верхней грани, образуя волну 1, и от нижней грани пластинки, образуя волну 2. Волны 1 и 2 представляют собой части одной и той же волны и, следовательно, они когерентны. Кроме того, коэффициент отражения на границах воздух-пластинка и пластинка-воздух одинаков и для стекла ($n = 1,5$) равен примерно 4%. Поэтому интенсивность обоих отраженных волн практически одинакова. Не будем рассматривать пучки, возникающие в результате многократного отражения в виду их малой интенсивности.

Волны 1 и 2 будут когерентными и смогут интерферировать, если оптическая разность хода между ними будет меньше длины когерентности исходной волны. Найдем разность хода между этими волнами.

Из точки В опустим перпендикуляр на луч 1 (т.А). От плоскости АВ разность хода волн 1 и 2 меняться не будет. Следовательно, оптическая разность хода волн 1 и 2 равна:

$$\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1,$$

где $S_1 = OA$, $S_2 = OC + CB$, n_2 .показатель преломления пластинки,
 n_1 .показатель преломления среды вокруг пластинки.

Положим $n_1 = 1$ (воздух) и $n_2 = n$. Тогда $\Delta = nS_2 - S_1$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. На каком явлении основан принцип действия счетчика Гейгера-Мюллера?
2. Каков механизм регистрации частицы счетчиком?
3. Что представляет собой натуральный фон?
4. Какой вид имеет точная запись реакций распада π и μ - мезонов с указанием зарядового Z и массового числа A?
5. В настоящее время нетрудно приобрести бытовой радиометр-дозиметр. Каким образом при покупке можно убедиться в его работоспособности?
6. Предположим, что у Вас часы со светящимся циферблатом (источник радиоактивного излучения). Как с помощью данной установки определить величину их радиоактивности (в имп/мин)?

Внимание! Для успешной защиты этой работы необходимо дополнительно к её описанию проработать по учебнику Трофимовой Т.И. "Курс физики"

§§106,107,251,261,262,269,270.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания,
§§106,107,251,261,262,269,270.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа № 321

Измерение естественного радиационного фона с помощью дозиметра-радиометра

Цель работы: измерение естественного радиационного фона (натурального фона) с помощью дозиметра-радиометра РКСБ-104; знакомство с принципами радиометрии и дозиметрии.

Приборы и принадлежности: дозиметр-радиометр РКСБ-104.

Краткая теория

1. Естественная радиоактивность – способность некоторых атомных ядер самопроизвольно превращаться в другие ядра с испусканием различных частиц. Радиоактивное излучение имеет сложный характер. Атомные ядра могут испускать α -частицы (ядра атомов гелия), β -частицы (поток электронов или позитронов) и γ -излучение. Заметим, что в настоящее время термин β -частицы, или β -лучи, означает электроны или позитроны ядерного происхождения. Гамма-излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение ($\lambda < 10^{-10}$ м), вследствие этого у него ярко выражены корпускулярные свойства и поэтому γ -излучение рассматривают как поток частиц– γ -квантов (фотонов). Гамма-кванты излучаются ядрами, находящимися в возбужденном состоянии после испускания α - и β -частиц. При распадах различных ядер γ -кванты имеют энергии от 10 кэВ до 5МэВ.

Подчеркнем, что именно в ВКЛ были открыты такие элементарные частицы как позитрон, мюоны, π^- и К-мезоны, Λ -гиперон.

Описание установки

В работе используются два типа счетчиков: СТС-5 (или СБМ20) с площадью катода S , равной 23см^2 , предназначенных для регистрации β и γ излучения и счетчик СИ13Г с $S = 2,8\text{см}^2$.

С целью наглядности установка для лабораторной работы выполнена в прозрачном корпусе. На ее передней панели рис.2 размещены счетчики СТС-5 или СБМ20 (1) и СИ13Г (2). Подключение их производится переключателем П (положения „вверх” или „вниз” соответственно). Между счетчиками расположен неоновый индикатор – регистратор попадания частиц в счетчик (НИР). Включение установки в сеть 220В производится с помощью провода с вилкой, при этом слева внизу загорается индикатор подключения сети (ИС).

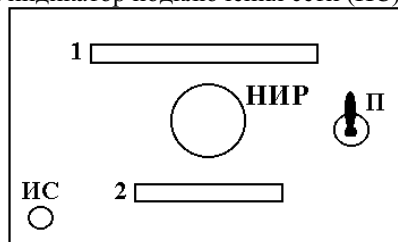


Рис. 2

Измерения и их обработка.

Измерение натурального фона.

1. Включают прибор в сеть. Подключают переключателем П счетчик СТС-5. При попадании частицы в счетчик происходит вспышка НИР. Проводят 3 серии измерений, каждая по 3 минуты. В течение трех минут подсчитывают число N_0 вспышек НИР. Всего проводят 3 серии таких измерений. Аналогичные действия проводят для второго счетчика – СИ13Г.
2. Рассчитывают для каждой серии число попаданий частиц в счетчик за одну минуту: N_1 (имп/мин), а затем среднее число попаданий частиц для всех серий за одну минуту: $\bar{N}$ (имп/мин).
3. Определите величину среднеквадратического отклонения $S_{\bar{N}}$ полученного результата для каждого счетчика. Каков его физический смысл?
4. Вычисляют для каждого из счетчиков среднее число частиц приходящихся на единицу площади: $\bar{N}^*$ (имп/мин·см²).
5. Все результаты заносят в заранее подготовленную дома таблицу. Для каждого счетчика должны быть предусмотрены колонки для: N_0 , N_1 , $\bar{N}$, $\bar{N}^*$ и $S_{\bar{N}}$.
6. В паспорте счетчика СТС-5 указано, что уровень натурального фона должен быть ≈ 25 имп/мин. Сравните измеренное Вами значение с указанным, оцените различие и сделайте выводы.

Из $\triangle OCK$ получим $OC = \frac{b}{\cos \varepsilon'}$, где b – толщина пластинки. Так как

$OC = CB$, то $S_2 = OC + CB = \frac{2b}{\cos \varepsilon'}$. Из $\triangle OCB$ и $\triangle OBA$ выразим

$$S_1 = OA = 2btg\varepsilon \sin \varepsilon.$$

Учитывая закон преломления $n \sin \varepsilon' = \sin \varepsilon$ и тригонометрическое тождество $\sin^2 \varepsilon' = 1 - \cos^2 \varepsilon'$, получим:

$$\Delta = n \frac{2b}{\cos \varepsilon'} - 2btg\varepsilon' \sin \varepsilon = \frac{2bn}{\cos \varepsilon'} - 2nbtg\varepsilon' \sin \varepsilon' = 2bn \left(\frac{1}{\cos \varepsilon'} - \frac{\sin^2 \varepsilon'}{\cos \varepsilon'} \right) = 2bn \cos \varepsilon'$$

Чтобы выразить оптическую разность хода через угол падения, вновь воспользуемся тригонометрическим тождеством: $\cos^2 \varepsilon' = 1 - \sin^2 \varepsilon'$ и законом преломления: $n \sin \varepsilon' = \sin \varepsilon$.

В результате получим:

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} \quad (15)$$

При вычислении разности фаз δ между волнами 1 и 2 нужно, кроме полученной оптической разности хода Δ , учесть еще одно обстоятельство. При отражении световой волны необходимо учитывать оптическую плотность среды. Оптическая плотность определяется показателем преломления среды: среда, у которой показатель преломления больше, считается более плотной. При отражении световой волны от среды более плотной (отражение в точке О) фаза колебания светового вектора ($\vec{E}$) претерпевает скачок на π . При отражении световой волны от среды менее плотной (отражение в точке С) такого набегу фазы нет. По этой причине между волнами 1 и 2 возникает дополнительная разность фаз равная π .

Ее можно учесть, добавив к полученной разности хода величину $\frac{\lambda}{2}$; добавлять $\frac{\lambda}{2}$ необходимо при каждом отражении от более плотной среды. В результате получим:

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} + \frac{\lambda}{2}. \quad (16)$$

Результат интерференции волн 1 и 2 будет зависеть от того, какому условию (максимума или минимума) удовлетворяет разность хода Δ .

Если $\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$, т.е. условию максимума, то

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} + \frac{\lambda}{2} = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$$

После переноса $\frac{\lambda}{2}$ в правую часть равенства получим условие наблюдения интерференционного максимума в отраженном свете:

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} = \pm(2m-1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{max} \quad (17)$$

Если $\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2}$, т.е. условию минимума, то после таких же преобразований получим условие наблюдения интерференционного минимума в отраженном свете:

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon} = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad \text{min} \quad (18)$$

Значение m называется порядком интерференционного максимума (минимума).

Полосы равного наклона.

Пусть тонкая плоскопараллельная пластинка освещается рассеянным монохроматическим светом. Каждая точка интерференционной картины образована параллельными лучами. Следовательно, интерферирующие лучи 1 и 2, а также 3 и 4 и другие накладываются только в бесконечности, поэтому нужна собирательная линза, в фокальной плоскости которой находится экран.

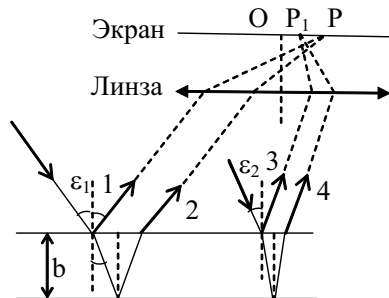


Рис. 5

Лучи, падающие под одним и тем же углом ε_1 , образуют на экране совокупность одинаково освещенных точек, расположенных по окружности с центром в точке О. Лучи, падающие под другим углом ε_2 , образуют другую окружность с тем же центром в точке О. Поэтому полученные интерференционные полосы получили название полос равного наклона. Локализованы полосы равного наклона в бесконечности. При таком расположении

Несмотря на высокую энергию, лишь ничтожная доля первичных КЛ достигает Земли. Это объясняется действием магнитного поля Земли и влиянием атмосферы. Солнечные КЛ, в отличие от ГКЛ, наблюдаются эпизодически после хромосферных вспышек. Значительный рост потока СКЛ вызывает магнитные бури, помехи и нарушение радиосвязи, ухудшение самочувствия у людей; может увеличиться уровень натурального фона регистрируемого счетчиком (!).

В верхних слоях атмосферы происходят неупругие столкновения частиц первичных КЛ с ядрами атомов и молекул азота и кислорода. В результате ядерных реакций возникают новые частицы, которые называют вторичными КЛ (ВКЛ). Ниже 20 км всё космическое излучение является вторичным.

Рассмотрим кратко состав и превращения частиц во вторичных КЛ. При взаимодействии первичной частицы с ядрами атомов воздуха рождаются почти все известные элементарные частицы: протоны (p), нейтроны (n), α-частицы и другие, среди которых главную роль играют неустойчивые частицы пи-мезоны (π-мезоны, пионы): π^+ , π^- и π^0 . Примечание. Масса пионов – промежуточная между массами протона и электрона, в связи с этим они были названы „мезонами” (от греческого mesos-средний, промежуточный).

Можно выделить три основных этапа превращения частиц ВКЛ в земной атмосфере.

В верхних слоях атмосферы заряженные пионы, время жизни τ которых составляет 10^{-8} с, распадаются на мюоны (мю-мезоны): μ^+ , μ^- , нейтрино (ν) и антинейтрино ($\bar{\nu}$): $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, где ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ соответственно „мюонные” нейтрино и антинейтрино. Нейтральные пионы ($\tau \approx 10^{-15}$ с) распадаются на два гамма-кванта (γ): $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Следующий второй этап превращений связан с распадом мюонов ($\tau \approx 10^{-6}$ с): $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$; $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$, где ν_e и $\bar{\nu}_e$ – „электронные” нейтрино и антинейтрино. Экспериментально доказано, что ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ отличаются от ν_e и $\bar{\nu}_e$. Одновременно образуется электронно-позитронно-фотонный ливень (ЭПФ) частиц: гамма-кванты большой энергии при распаде π^0 -мезонов превращаются в электронно-позитронные пары, проходя вблизи атомных ядер (см. рис 348 в [2]). ЭПФ ливень достигает Земли.

В нижних слоях атмосферы происходит третий этап превращений ВКЛ. Значительная часть мюонов, возникающих в верхних слоях атмосферы, достигает Земли. На уровне моря интенсивность потока мюонов равна 0,75 частиц/(см²·мин), что составляет 80% полной интенсивности ВКЛ. Электроны ионизируют газ, испускают рентгеновское излучение и вызывают характеристическое излучение атомов вещества. Гамма-кванты вызывают фотоэффект, комптон-эффект и появление электронно-позитронных пар. Протоны участвуют в ядерных реакциях, сопровождаемых образованием возбужденных нуклонов или гиперонов.

Изучение КЛ представляет интерес для выяснения природы ядерных сил, свойств элементарных частиц, роли космического излучения в биопроцессах и др.

Основными характеристиками счетчика как измерительного прибора являются: максимальная скорость счета (или разрешающая способность), эффективность, и счетная характеристика.

Разрешающая способность счетчика порядка 10^{-4} с. Эффективность характеризуется способностью реагировать на то или иное излучение. Численно она равна отношению числа частиц, вызвавших импульсы, к общему числу частиц, попавших в счетчик за единицу времени. Для γ -излучения эффективность около 1%.

Важнейшей характеристикой счетчика является счетная, представляющая зависимость средней скорости счета частиц N (имп/мин) от напряжения U на счетчике при постоянной интенсивности облучения. Она имеет горизонтальный рабочий участок, называемый плато. Средняя скорость счета здесь не зависит от нестабильности напряжения источника питания и определяется, в основном, числом ионизирующих частиц, попавших в счетчик. Величина плато ΔU и начальная точка $U_{нс}$ – напряжения начала счета указываются в паспорте счетчика. Рабочую точку счетчика U_p выбирают посередине плато. Для счетчика СТС-5 ΔU невелико: 80В, $U_p \approx 400$ В. Т.к. $U_p > 220$ В – напряжения сети, то лабораторная установка содержит специальную схему повышения напряжения.

Натуральным фоном счетчика принято называть среднее число импульсов в единицу времени, регистрируемое счетчиком при отсутствии радиоактивных источников. Фон обусловлен действием космических лучей, радиоактивного загрязнения почвы, воздуха и окружающих предметов.

Опыт показал, что число частиц, проходящих в единицу времени через единицу площади поверхности, в среднем постоянно. Площади катода у различных счетчиков неодинаковы, поэтому число частиц, регистрируемых ими в единицу времени, т.е. величина натурального фона различна, но на единицу площади – одинакова: в среднем ≈ 1 частица/(см²·мин).

Рассмотрим подробнее космические лучи; так называют поток элементарных частиц высокой энергии, приходящий на Землю из космического пространства. Различают первичные и вторичные КЛ. Космические лучи, находящиеся за пределами земной атмосферы называют первичными.

По происхождению их делят на галактические КЛ (ГКЛ), приходящие к Земле извне Солнечной системы и солнечные КЛ (СКЛ), порожденные Солнцем. Источниками ГКЛ являются расширяющиеся оболочки новых и сверхновых звезд нашей Галактики. Первичные КЛ имеют примерно следующий состав: 90% протонов, 9% α - частиц (ядер атомов гелия) и около 1% приходится на ядра более тяжелых элементов. Первичное КЛ изотропно со всех направлений пространства. Интенсивность (поток) КЛ на границе земной атмосферы равен ≈ 1 частице/(см²·мин) и мало изменяется во времени. Энергия частиц в ГКЛ достигает 10^{21} эВ, а для СКЛ – $\leq 10^{10}$ эВ. Сравните: энергия современных ускорителей элементарных частиц в настоящее время не превосходит 10^{14} эВ, поэтому до сих пор КЛ остаются важным источником элементарных частиц высоких энергий для научных исследований.

линзы на экране будут наблюдаться темные и светлые кольца с общим центром в точке О. При ином расположении линзы относительно пластинки форма полос будет другой.

Полосы равной толщины.

Возьмем тонкую пластинку в виде клина. Пусть на нее падает параллельный пучок лучей.

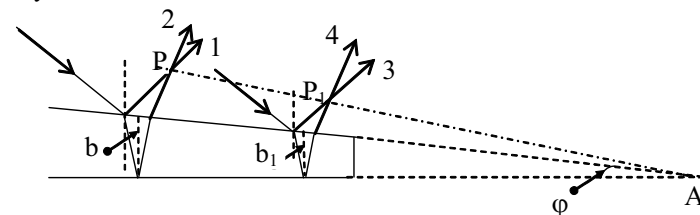


Рис. 6

Интерферировать будут лучи, отразившиеся от верхней и нижней поверхностей пластинки, но теперь они не будут параллельными. Лучи пересекаются в точках Р, Р₁ и т. д. Можно показать, что эти и другие аналогичные им точки лежат в одной плоскости, проходящей через вершину клина А. При малом угле клина ϕ разность хода лучей можно с достаточной точностью вычислять по формуле (16), беря в качестве b толщину пластинки в месте падения лучей. Каждая из интерференционных полос возникает в результате отражения от участков клина с одинаковой толщиной, поэтому их называют полосами равной толщины.

Локализованы полосы равной толщины вблизи поверхности клина (см. штриховую линию РР₁ на рис.), их можно наблюдать глазом. Практически полосы равной толщины наблюдают, поместив вблизи поверхности клина линзу и за ней экран, на котором получается изображение интерференционных полос.

Получающиеся интерференционные полосы параллельны двугранному ребру клина.

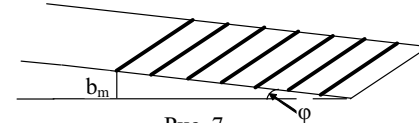


Рис. 7

Классическим примером полос равной толщины являются кольца Ньютона. Для наблюдения колец Ньютона на плоскопараллельную пластинку кладется плосковыпуклая линза с большим радиусом кривизны. В этом случае роль тонкой пленки играет зазор между пластинкой и линзой, который может быть или воздушным или заполненным жидкостью. Вследствие большой толщины пластинки и линзы за счет отражений от других поверхностей интерференционные полосы не возникают, так как отраженные волны не когерентны. При нормальном падении света полосы равной толщины имеют вид концентрических окружностей, при наклонном падении – эллипсов.

Способы наблюдения интерференции могут быть различными: бипризмы Френеля (лаб. работа №351), щели Юнга (лабораторная работа №301), тонкие пленки и пластины (лаб. работа №352), кольца Ньютона (лаб. работа №302)

Лабораторная работа № 301

Интерференция на щелях Юнга.

Цель работы: изучение явления интерференции света с помощью щелей Юнга.

Приборы и принадлежности: рамка со щелями Юнга, гелий-неоновый лазер, экран, на котором закрепляется миллиметровка.

Краткая теория.

Предварительно прочитайте введение.

В настоящей работе в качестве источника света используется гелий-неоновый лазер, излучаемая длина волны $\lambda = 632,8$ нм. Одной из особенностей его излучения является высокая пространственная когерентность, которая необходима для реализации интерференции на щелях Юнга.

Расположим на пути лазерного луча непрозрачный экран с двумя продольными щелями, которые можно рассматривать как два когерентных источника. На экране в области перекрытия волн (рис. 1) будет наблюдаться интерференционная картина в виде темных и красных полос.

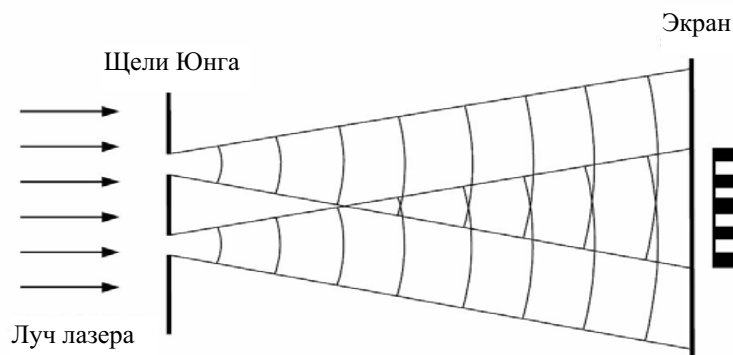


Рис. 1

Ширина интерференционной полосы определяется формулой (14, введение):

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda$$

Счетчики для регистрации α -частиц существенно отличаются по конструкции от счетчиков для β -и γ -частиц, что обусловлено их различной ионизирующей способностью. Из-за малой проникающей способности α -частиц рабочее окно соответствующего счетчика делают из очень тонкой слюдяной плёнки (порядка 10^{-6} м) либо она вообще отсутствует.

Принцип работы газоразрядных счетчиков.

Напомним, что газы при не слишком высоких температурах и при давлениях, близких к атмосферному, являются изоляторами. Газ становится проводником электричества, когда некоторая часть его молекул ионизируется, т.е. произойдет расщепление нейтральных атомов и молекул на положительные ионы и свободные электроны. Электроны могут присоединяться к нейтральным атомам и молекулам, превращая их в отрицательные ионы. Таким образом, в ионизированном газе имеются положительные и отрицательные ионы и свободные электроны. Прохождение электрического тока через газы называется газовым разрядом. Характер газового разряда определяется составом газа, его температурой, давлением, размерами, конфигурацией и материалом электродов, приложенным напряжением и плотностью тока.

Различают несамостоятельный и самостоятельный газовый разряд. Первый возникает и существует только под действием внешних ионизаторов, второй – сохраняется после прекращения действия внешнего ионизатора.

Под действием радиоактивного излучения, например, при попадании α -частицы в счетчик, происходит ионизация газа. Образовавшиеся электроны и отрицательные ионы будут двигаться к аноду, а положительные ионы – к катоду. Электроны, образуемые при первичной ионизации, на длине свободного пробега приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации молекул газа. Возникающие новые электроны ускоряются и тоже вызывают ионизацию газа. Число носителей заряда резко возрастает. Процесс ионизации происходит лавинообразно. В газе возникает короткий ($\approx 10^{-4}$ с) электрический разряд, а на выходе схемы – импульс тока, который может быть зарегистрирован. Чтобы каждой ионизирующей частице, попавшей в счетчик, соответствовал свой импульс, надо своевременно оборвать газовый разряд и приготовить счетчик к дальнейшей регистрации. Это особенно важно т.к. из-за высокого напряжения счетчик Гейгера-Мюллера работает в области самостоятельного разряда. Гашение разряда достигается двумя способами: „внешним” и „внутренним”. Внешнее гашение осуществляется при помощи включенного последовательно со счетчиком высокоомного сопротивления. При прохождении тока через счетчик разность потенциалов на нем уменьшается, т.к. часть напряжения источника питания падает на сопротивлении, разряд прекращается и счетчик готов к приему следующей частицы. Это – несамогасящиеся счетчики.

Внутреннее гашение осуществляется путем добавления к наполнителю счетчика паров некоторых многоатомных веществ (этиловый спирт и др.) Такие счетчики называются самогасящимися. К ним относятся используемые в данной лабораторной работе счетчики СТС-5 и СБМ20.

2. На каких участках кривой (рис.2) наблюдаются упругие столкновения электронов с атомами и на каких – неупругие?
3. Каков физический смысл величин m и k в обобщенной формуле Бальмера и какова её связь со вторым постулатом Бора?
4. Какие основные выводы можно сделать на основании опытов Франка и Герца?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§210-211.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа № 320

Определение уровня натурального фона с помощью счетчика Гейгера - Мюллера

Цель работы: изучение счетчика Гейгера-Мюллера и определение уровня натурального фона радиоактивного излучения.

Приборы и принадлежности: установка со счётчиками, секундамер(часы).

Краткая теория

Счетчик Гейгера-Мюллера представляет собой газоразрядный прибор для регистрации и исследования различного рода радиоактивных частиц и ионизирующих излучений: α -, β -частиц, γ -квантов, рентгеновских квантов и других. Счетчик Гейгера-Мюллера регистрирует частицу без измерения её энергии, т.е. только факт попадания её в счетчик.

Конструкция счетчика для регистрации β -частиц и γ -квантов и упрощенная схема его включения показаны на рис.1. Форма электродов счетчика, как правило, цилиндрическая. Внутренним электродом – анодом -является металлическая нить диаметром от 0,02 до 0,3мм. Катодом служит либо слой металла, нанесенный изнутри на поверхность стеклянной трубки либо металлический цилиндр. Счетчик наполнен смесью газов под давлением 10-760 мм рт.ст.. Разность потенциалов между электродами достигает 300-2500В.

Пояснение: в данной лабораторной работе регистрация попадания частиц в счетчик осуществляется неоновым индикатором регистратором (НИР).

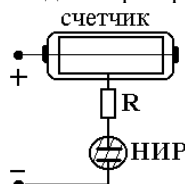


Рис.1. Счетчик Гейгера-Мюллера и схема его включения.

Измерив, расстояние от щелей до экрана l , ширину полосы Δx и зная длину волны излучения лазера λ , можно найти расстояние между щелями d :

$$d = \frac{l\lambda}{\Delta x} \quad (1)$$

Описание установки

На оптической скамье установлены гелий-неоновый лазер, рамка со щелями, выполненная на стеклянной пластине (требует бережного обращения) (рис. 2), экран, на котором закрепляется миллиметровка. На миллиметровке отмечают координаты нескольких интерференционных полос.

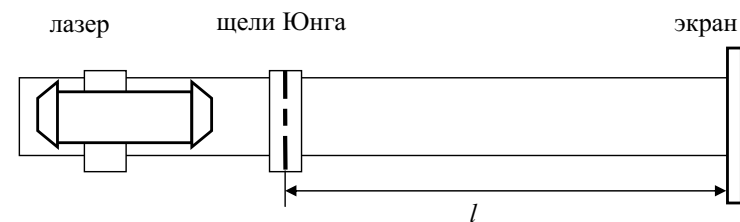


Рис. 2

Монохроматическое излучение лазера падает на рамку со щелями, которая может перемещаться по специальным ползьям перпендикулярно лучу. Чтобы рамка со щелями не съехала с ползьев, необходимо закрутить стопорный винт.

Измерения и их обработка

Задание. Определение расстояния между щелями d

Включают лазер (только преподаватель или лаборант).

ВНИМАНИЕ:

При работе с лазером необходимо помнить, что попадание в глаз прямого лазерного излучения весьма опасно для зрения!

На электроды лазерной трубки подается высокое напряжение, поэтому запрещается снимать кожух трубки или просовывать что-либо в отверстие кожуха.

1. Поставьте рамку с двумя щелями на столик и поместите щели на пути лазерного луча (рис. 2). Передвижением рамки со щелями перпендикулярно лучу получите отчетливую интерференционную картину. Закрепите винт. Измерьте расстояние l от щелей до экрана по шкале, нанесенной на оптической скамье.
2. Прикрепите миллиметровку скрепками к экрану. Затем карандашом отметьте координаты N_i максимумов (см. рис. 3). Сосчитайте количество N_i максимумов между карандашными метками.

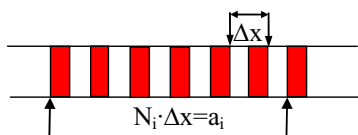


Рис. 3

3. Затем передвиньте миллиметровку и повторите опыт для других N_2, N_3 и т.д. После 5 измерений снимите миллиметровку и с помощью линейки измерьте расстояния a_i . Ширину интерференционной полосы определите по формуле:

ле: $\Delta x_i = \frac{a_i}{N_i}$ и результат занесите в таблицу.

Таблица 1

№ п/п	N_i	a_i	Δx_i	$\overline{\Delta x}$	d

4. Рассчитайте среднее значение $\overline{\Delta x}$ для разных N_i (5 разных значений).
 5. Определите расстояние между щелями d по формуле (1), где $\Delta x = \overline{\Delta x}$. Длина волны лазера $\lambda = 632,8 \pm 0,05$ нм.
 6. Относительная погрешность косвенного измерения d определяется по формуле:

$$\frac{m_d}{d} = \left(\frac{m_l}{l} \right) + \left(\frac{m_{\Delta x}}{\Delta x} \right) + \left(\frac{m_\lambda}{\lambda} \right), \quad (2)$$

где, m_λ , m_l и $m_{\Delta x}$ - систематические погрешности измерений $\lambda, l, \Delta x$. Так как

$\frac{m_\lambda}{\lambda}$ и $\frac{m_l}{l}$ менее 0,1%, то рассчитайте погрешность по формуле:

$$\frac{m_d}{d} = \left(\frac{m_{\Delta x}}{\Delta x} \right)$$

7. Результат представьте в виде, $d \pm m_d$

Контрольные вопросы

1. Дайте определение явления интерференции.
2. Какие волны называются когерентными?
3. Что такое временная и пространственная когерентность.
4. Дайте определение оптической длины пути и оптической разности хода.
5. Выведите формулу связи разности фаз с разностью хода.
6. Выведите условия максимума и минимума при интерференции двух волн.

4. Установите частоту развертки осциллографа такой, чтобы на экране наблюдался один полупериод синусоиды. При этом на возрастающей и убывающей частях наблюдаемой кривой будут четко видны максимумы и минимумы.
5. Включите ключом K_2 задерживающее напряжение и потенциометром R_3 установите его величину такой, чтобы на экране осциллографа наблюдалась наиболее выразительная картина $BAX I_a = f(U_{c-k})$.
6. Переключатель пределов микроамперметра A_μ установите на значение 750 мкА.
7. Переключателем K_3 переведите схему в режим измерения ВАХ по точкам. Увеличивая напряжение U_{c-k} с помощью потенциометра R_2 , снимите зависимость анодного тока $I_a = I_a(V_1)$ при различных значениях задерживающего напряжения V_2 (2В, 3В, 4В) в диапазоне 10 – 50 В с шагом 2 В.
8. Постройте графики $I_a = I_a(V_1)$ при $V_2 = \text{const}$.
9. По графикам определите энергию возбуждения атома гелия, определив по графику $\Delta U = U_1 - U_2$ (см. рис. 2) и умножив её на величину заряда электрона ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл).

Оценка погрешности измерений

1. Определите систематические погрешности измерений тока (m_I) и напряжения (m_U) исходя из класса точности приборов.
2. Определите относительную погрешность энергии возбуждения атомов гелия по формуле:

$$\eta = \frac{m_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{m_{\Delta U}}{\Delta U} \right)^2 + \left(\frac{m_e}{e} \right)^2},$$

где $m_{\Delta U} = 2m_U$, m_U – систематическая погрешность электроизмерительного прибора, $m_e = 0,05 \cdot 10^{-19}$ Кл определяется как погрешность округления заряда электрона, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона.

3. Определите абсолютную погрешность энергии возбуждения атомов гелия по формуле: $m_E = \eta \bar{E}$
4. Ответ представьте в виде

$$E = \bar{E} + m_E \quad (\text{ед. изм.})$$

Контрольные вопросы

1. Сформулируйте и поясните постулаты Бора.

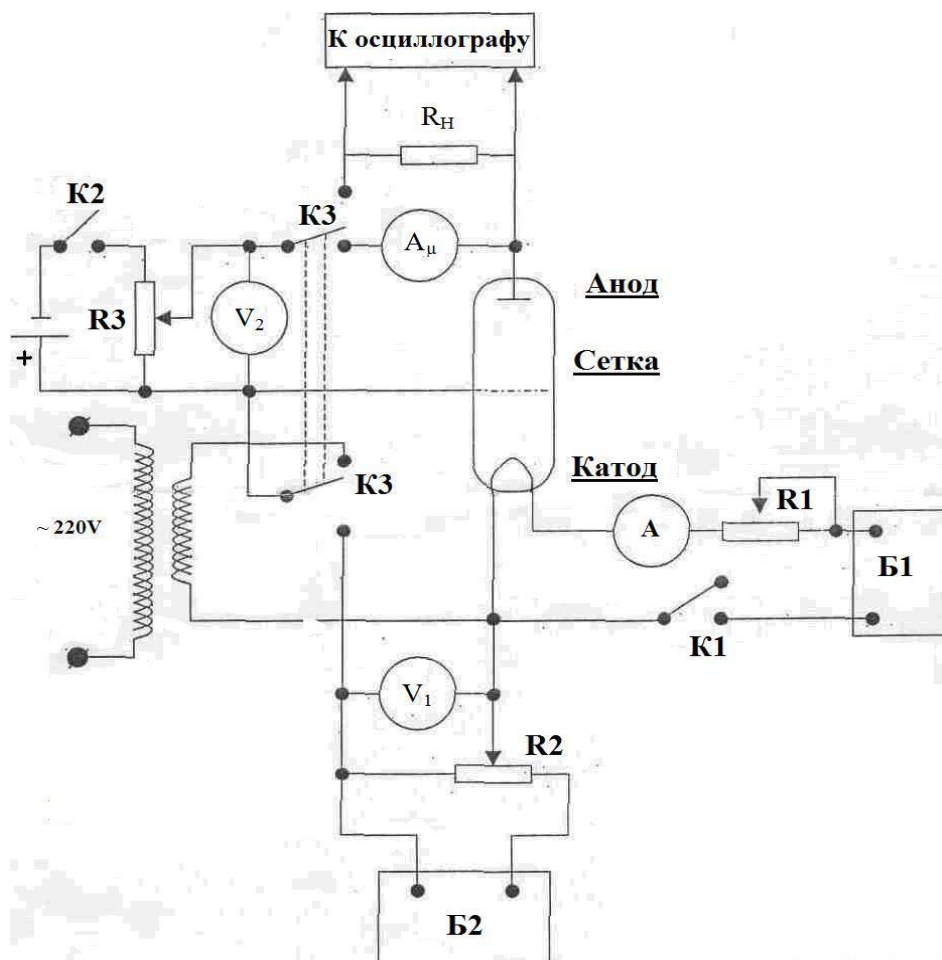


Рис.3. Принципиальная схема установки.

Меры предосторожности: Лампа находится под высоким напряжением, поэтому не рекомендуется дотрагиваться до кожуха лампы, независимо от того находится установка под напряжением или нет.

Порядок выполнения работы

1. Прежде чем включить установку в сеть, приведите ручки управления потенциометров R_1 , R_2 , R_3 в крайнее левое положение, а переключатели K_1 и K_2 в положение «выкл». Включите установку в сеть.
2. Переключателем K_3 приведите схему положение наблюдения ВАХ на экране осциллографа.
3. Ключом K_1 включите питание накала лампы и потенциометром R медленно увеличьте ток накала до 1,3 А.

7. Выведите формулы для ширины интерференционного максимума и расстояния между интерференционными полосами при наблюдении на щелях Юнга.
8. Приведите примеры различных способов наблюдения интерференции света.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§170-175
3. Феофилактов Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007, §§4-9.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа №302

Интерференция света. Кольца Ньютона.

Цель работы: изучение явления интерференции света с помощью колец Ньютона.

Приборы и принадлежности: микроскоп МБС – 9, обойма с линзой и плоскопараллельной пластинкой, два светофильтра.

Теоретические сведения.

Кольца Ньютона наблюдаются в воздушном зазоре между соприкасающимися выпуклой сферической поверхностью линзы и плоской стеклянной пластинкой (Рис. 1). Величина воздушного слоя очень маленькая для линзы большого радиуса (~ 1 м). Если линзу осветить параллельным пучком света, то лучи, отраженные от нижней поверхности линзы и от верхней поверхности стеклянной пластинки образуют интерференционную картину.

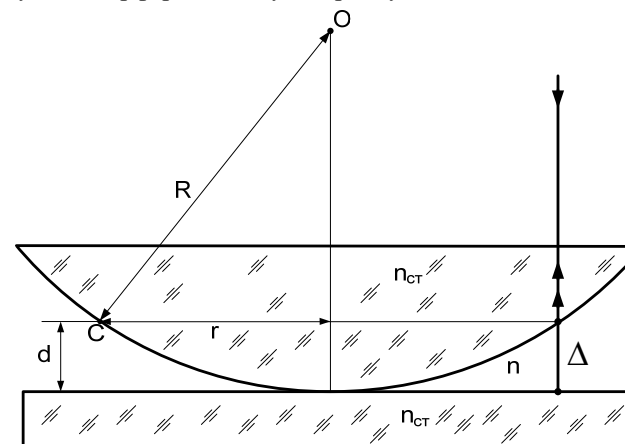


Рис. 1 Схема наблюдения колец Ньютона в отраженном свете.

Наблюдаемая интерференционная картина представляет собой полосы равной толщины (*введение*).

Одинаковой толщине слоя соответствуют окружности с центром в точке соприкосновения линзы с пластинкой, поэтому интерференционная картина будет представлять систему концентрических темных и разноцветных полос, которые принято называть кольцами Ньютона.

Пусть R - радиус кривизны ОС выпуклой линзы, r - радиус интерференционного кольца, толщина слоя d . Эти величины связаны соотношением:

$$R^2 = r_m^2 + (R - d)^2$$

Пренебрегая малой величиной d^2 по сравнению с величиной $2Rd$ получаем:

$$r_m^2 = 2Rd \quad (1)$$

Отраженные лучи имеют оптическую разность хода $2dn$ (n – показатель преломления среды между линзой и пластиной), но следует учесть, что при отражении от оптически более плотной среды (показатель преломления стекла $n_{ст} > n$) происходит потеря $\frac{\lambda}{2}$ (*введение*), поэтому оптическая разность хода Δ будет равна:

$$\Delta = 2dn + \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

Светлые полосы в интерференционной картине получаются при условии $\Delta = m\lambda$, где m - целое число (*5 введение*). Из этого условия получаем радиус r светлого кольца, соответствующего максимуму интерференционной картины:

$$r_m = \sqrt{(2m - 1)R \frac{\lambda}{2}} \quad (3)$$

Аналогично для темного кольца, соответствующего минимуму интерференционной картины (*7 введение*):

$$r_m = \sqrt{mR\lambda} \quad (4)$$

Центральное кольцо в отраженном свете всегда будет темным, так как луч отражается от стеклянной пластинки (т. е. от оптически более плотной среды).

Описание установки.

Кольца Ньютона удобно наблюдать в длиннофокусный микроскоп, сфокусированный на воздушную прослойку между линзой и пластинкой. В белом свете

возбуждения равна 4,86 эВ. Атомы ртути, получившие при соударении энергию E_1 , переходят в возбужденное состояние и должны вернуться в основное, излучая при этом, согласно второму постулату Бора, квант энергии с длиной волны $\lambda = hc/E_1$. По известному значению E_1 этой энергии можно вычислить длину волны излученного кванта $\lambda = hc/E_1 = 225$ нм. Значит, если теория Бора верна, то атомы ртути должны быть источником УФ-излучения с длиной волны $\lambda = 225$ нм. Опыт действительно обнаруживает в излучении линию с длиной волны $\lambda = 224$ нм.

Таким образом, опыты Франка и Герца экспериментально подтверждают не только первый, но и второй постулаты Бора.

На кривой зависимости анодного тока I_a от ускоряющего напряжения $U_{с-к}$ между сеткой и катодом имеется ряд максимумов и минимумов, отстоящих друг от друга на расстояние $\Delta U = E_1/e$. Следует иметь в виду, что положение первого максимума может отличаться от величины первого потенциала возбуждения E_1 из-за влияния контактной разности потенциалов. Поэтому ошибка в определении E_1 будет меньше, если E_1 определять по расстоянию между соседними максимумами.

Экспериментальная установка

В лабораторной экспериментальной установке (рис.3) используется лампа, заполненная гелием под давлением порядка 100 Па.

Источником электронов является вольфрамовый катод, нагреваемый постоянным током от стабилизированного источника B_1 . Ток накала устанавливается переменным сопротивлением R_1 по амперметру A . Включение накала лампы осуществляется тумблером K_1 . Перед включением тумблера K_1 сопротивление R_1 следует установить в крайнее левое положение. Номинальный ток накала $I_n = 1,3$ А устанавливается затем медленным поворотом вправо ручки R_1 .

В качестве сетки используется двойная спираль, окружающая катод, а роль анода выполняет полый металлический цилиндр.

Ускоряющее напряжение $U_{с-к}$ подается от выпрямителя B_2 . Его величина регулируется потенциометром R_2 и измеряется вольтметром V_1 . Задерживающее напряжение включается тумблером K_2 . Величина его регулируется потенциометром R_3 и измеряется вольтметром V_2 . Анодный ток измеряется микроамперметром A_μ .

В работе определение энергии возбуждения гелия осуществляется двумя способами: при наблюдении её по вольтамперной характеристике (ВАХ) на экране осциллографа или снимая по точкам. Переключение схемы из одного режима в другой осуществляется при помощи спаренного переключателя K_3 . При наблюдении ВАХ на экране осциллографа ускоряющее напряжение подается с понижающего трансформатора (50 В). В этом случае анодный ток регистрируется осциллографом, подключенным к нагрузке R_n . Частоту развертки осциллографа следует подобрать такой, чтобы на экране наблюдался один полупериод синусоиды.

Если электрон переходит с более высокой ($r_m > r_k$) орбиты на более низкую, то энергия излучается, если наоборот, то - поглощается.

Как и любой теории требуется экспериментальное подтверждение, и оно вскоре нашлось В 1914 году Франк и Герц, изучая столкновения медленных электронов с атомами паров ртути, подтвердили существование дискретных уровней энергии атомов. Принципиальная схема их установки приведена на рис.1. В сосуде, содержащем пары ртути (давление приблизительно равно 13 Па), имеется катод К, сетка С и анод А. Электроны, испускаемые нагретым катодом, ускоряются электрическим полем в пространстве между катодом и сеткой. Между сеткой и анодом приложена небольшая задерживающая разность потенциалов $U_{c-a} \sim 0,5$ В. Двигаясь от катода к сетке, электроны сталкиваются с атомами ртути. При этом электроны практически не теряют энергии, т.к. их масса в тысячи раз меньше массы атомов.

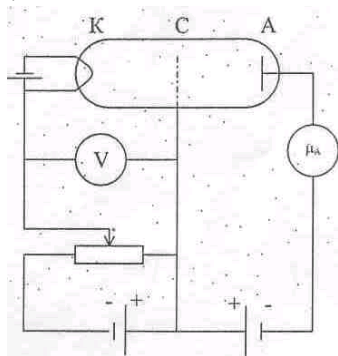


Рис.1. Схема опыта Франка и Герца.

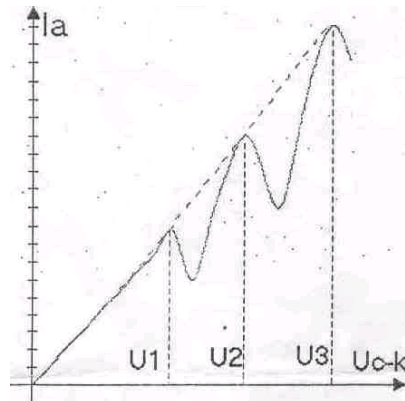


Рис. 2. Зависимость анодного тока от напряжения сетка-катод.

При увеличении ускоряющего напряжения между катодом и сеткой энергия электронов увеличивается и, по достижении энергии возбуждения атомов ($eU_1 = E_1$), столкновения становятся неупругими. Кинетическая энергия налетающего электрона передается атому ртути, который переходит в возбужденное состояние. Электроны, потерявшие энергию, не могут преодолеть задерживающую разность потенциалов и не доходят до анода. Анодный ток резко уменьшается (рис.2.). При дальнейшем увеличении ускоряющего напряжения U_{c-k} электроны снова набирают энергию и преодолевают задерживающую разность потенциалов U_{c-a} . Анодный ток снова увеличивается.

Следующее уменьшение анодного тока происходит, когда электроны сталкиваются с атомами дважды: первый раз приблизительно посередине расстояния катод-сетка, а второй раз у сетки. В этом случае $eU_1 = 2E_1$. Расстояние между соседними максимумами составляет 4,86 В, а следовательно наименьшая энергия

видно только несколько светлых цветных колец, далее, с увеличением толщины слоя d , они расплываются. Если свет проходит через узкополосный интерференционный фильтр, его можно считать почти монохроматическим и в окуляре микроскопа видно большое количество четких колец Ньютона.

Для наблюдения колец Ньютона в отраженном свете используется бинокулярный микроскоп МБС-9, один из окуляров которого заменен осветительной лампой.

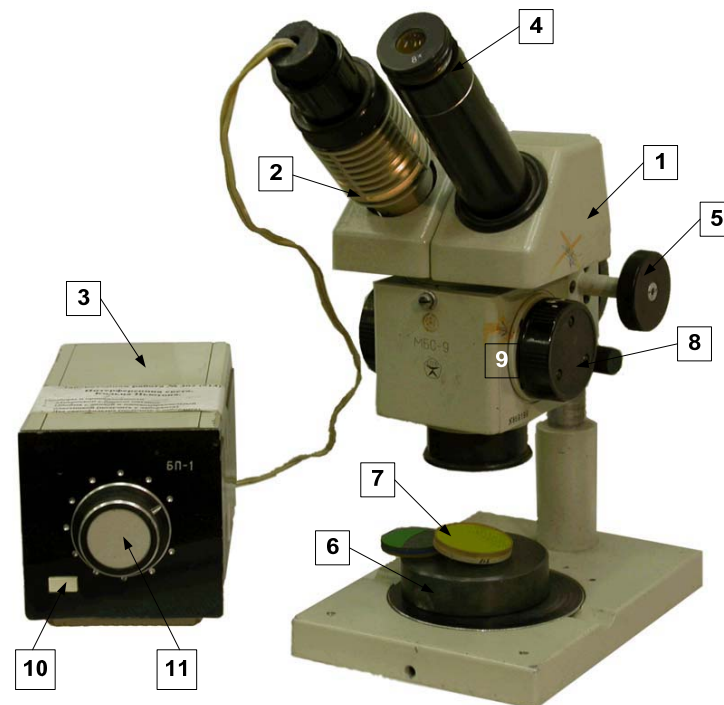


Рис. 2 Схема установки.

На рис. 2 показано устройство и назначение ручек настройки микроскопа: 1 – общий вид микроскопа, 2 – осветительная лампа, 3 – блок питания осветительной лампы, 4 – окуляр микроскопа с микрометрической шкалой, 5 – две симметричные ручки, вращением которых фокусируется микроскоп, 6 – металлическая обойма с линзой и плоскопараллельной пластинкой, 7 – светофильтры. Увеличение объектива изменяют поворотом ручки 8, значению увеличения объектива соответствует цифра на этой ручке против точки 9. На блоке питания 3 находится кнопка включения 10 и ручка регулировки яркости 11.

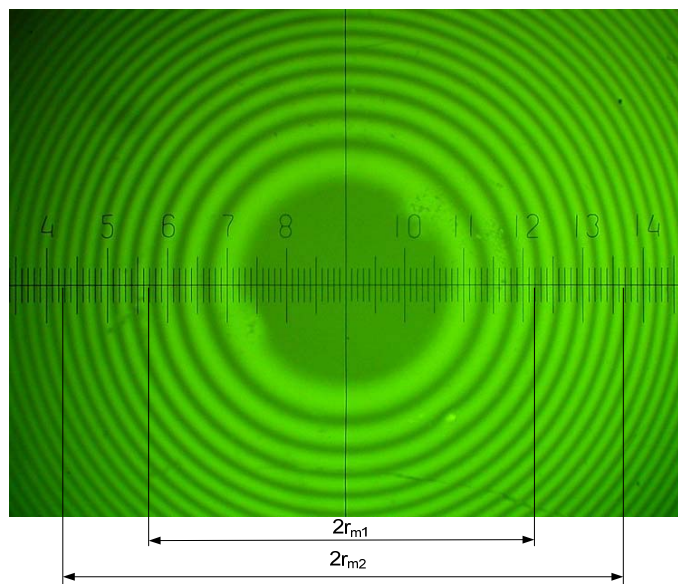


Рис. 3

С помощью микроскопа визуально изучают интерференционные кольца, а также измеряют их диаметры. Из формулы (4) следует, что измерение радиуса темного кольца r_m и его порядкового номера, дает возможность определить длину волны монохроматического света λ , который проходит через светофильтр. Непосредственное определение порядкового номера кольца затруднительно, поэтому удобнее выбрать произвольное темное кольцо m_1 , измерить его радиус, отступить на 5-6 колец, измерить радиус другого темного кольца с порядковым номером m_2 (Рис. 3). Это позволит, используя (4), определить длину волны:

$$\lambda = \frac{r_{m2}^2 - r_{m1}^2}{(m_2 - m_1)R} \quad (5)$$

Измерения и их обработка.

1. Перед началом работы получите у лаборанта ободку с линзой и два светофильтра.
2. Ознакомьтесь с назначением ручек управления установки. Положите ободку b на предметный столик микроскопа. С разрешения преподавателя включите осветительную лампу микроскопа и, фокусируя микроскоп вращением двух ручек 5, получите четкое изображение колец при наблюдении в окуляр. Увеличение объектива можно выбрать соответствующее цифре 4 или 2.
3. Внимательно рассмотрите полученные изображения интерференционных колец в белом свете и запишите, какое число колец четко видно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§232, 233.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа №363

Опыты Франка и Герца

Цель работы: ознакомление с опытом Франка – Герца и определение энергии возбуждения атомов гелия.

Приборы и принадлежности: экспериментальная установка; осциллограф С1-93; прибор универсальный для измерения силы тока.

Краткая теория

В 1911 году Резерфорд на основании своих исследований предложил планетарную модель атома. Согласно этой модели вокруг положительно заряженного ядра, занимающего область пространства с размером $\sim 10^{-15} - 10^{-14}$ м по замкнутым орбитам движутся электроны. Радиус орбит имеет размер $\sim 10^{-10}$ м. Согласно классической электродинамике Максвелла любой ускоренно движущийся заряд должен излучать энергию, а электроны движутся вокруг ядра именно ускоренно, т.к. движутся по криволинейной траектории, и в результате должны упасть на ядро. Этого не происходит. Поэтому классическая электродинамика оказалась неспособной объяснить планетарную модель атома Резерфорда. Объяснение этого факта было предложено в 1913 году Нильсом Бором. Допущения, сделанные Н. Бором, содержатся в двух высказанных им постулатах:

1. Постулат стационарных состояний.

Существуют такие стационарные орбиты, двигаясь по которым электроны не излучают энергию. В стационарном состоянии электрон, двигаясь по круговой орбите, имеет дискретные (квантованные) значения момента импульса, удовлетворяющие условию

$$mv_n r_n = n\hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

где $m = 9.11 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона, v_n – скорость электрона на n -ой орбите, r_n – радиус n -ой орбиты, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ – постоянная Планка.

2. Правило частот

Излучение энергии атомом происходит при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую, при этом излучается квант (фотон) с энергией, равной разности энергий электрона на стационарных орбитах с номерами k и m :

$$h\nu = E_m - E_k$$

7. Вычислите длину волны лазера для каждого m -го порядка дифракции по формуле:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_m}{m} = \frac{d |x_m| + |-x_{-m}|}{m \cdot 2L}$$

8. Рассчитайте погрешность m_λ для каждого m -го порядка дифракции по формуле

$$m_\lambda = (d/kL) \cdot m_x, \text{ где } m_x = \varepsilon_{\text{суст}}/2, \text{ а } \varepsilon_{\text{суст}} = 1 \text{ мм.}$$

9. Найдите среднее значение $\lambda_{\text{ср}}$ по всем полученным ранее значениям λ .

10. Все результаты занесите в таблицу 1.

Таблица 1

d	L	m	$ x_m + -x_{-m} $	λ	$\lambda_{\text{ср}}$	m_λ

12. Рассчитайте относительную погрешность полученного результата к теоретическому значению длины волны ($\lambda_{\text{теор}} = 632,8 \text{ нм}$) лазера по формуле:

$$\eta = \frac{|\lambda_{\text{теор}} - \lambda_{\text{ср}}|}{\lambda_{\text{теор}}} \cdot 100\%$$

Задание 2. Наблюдение поляризации лазерного излучения.

Поляризацию излучения лазера наблюдают с помощью поляроида, который устанавливают вместо дифракционной решетки. Изменение интенсивности светового пучка в зависимости от угла поворота поляроида вокруг оси лазерного луча фиксируется на экране. Описание наблюдений приводят в отчете по лабораторной работе.

Контрольные вопросы

1. Каковы свойства вынужденного излучения?
2. Что такое инверсная населенность?
3. Перечислите способы создания инверсной населенности.
4. Каким способом создается инверсная населенность в He-Ne лазере?
5. Какова принципиальная схема лазера?
6. Зачем нужен резонатор лазера?
7. Каковы основные свойства лазерного излучения?
8. Как объяснить поляризацию излучения He-Ne лазера?

4. Положите на металлическую обойму 6 первый светофильтр 7 под небольшим углом. Сфокусируйте микроскоп и получите четкое изображение колец в окуляре, используя обе ручки 5 и подстройку освещения 11. Поворачивая ручку 8, выберите увеличение объектива микроскопа, соответствующее цифре 4 или 2. Осторожно перемещая рукой обойму в горизонтальной плоскости, подведите кольца к центру поля зрения. Оцените количество четких полос.
5. Выберите в поле зрения два четких темных кольца, порядковые номера которых отстоят на четыре-шесть номеров. По окулярному микрометру измерьте диаметры колец $2r_{m1}$ и $2r_{m2}$ в делениях шкалы микрометра и запишите в таблицу. Цена деления окулярного микрометра в положении цифра 4 равна 0.025 мм, а в положении цифра 2 равна 0.05 мм. Переведите измеренные значения в метры и запишите в таблицу.

Таблица

№	$m_2 - m_1$	Деление шкалы		$r_{m1}, \text{ м}$	$r_{m2}, \text{ м}$	$\bar{r}_{m1}, \text{ м}$	$\bar{r}_{m2}, \text{ м}$
		$2r_{m1}$	$2r_{m2}$				
1							
2							
...							

6. Повторите измерения диаметров одних и тех же колец пять раз, поворачивая окуляр микроскопа вместе со шкалой вокруг своей оси. Следует учесть, что ошибка в определении порядка интерференционного кольца приводит к большой погрешности измерений. Результаты занесите в таблицу.
7. Смените светофильтр и повторите измерения в соответствии с пунктами 4,5,6. Результаты запишите в таблицу.
8. Вычислите средние значения $\bar{r}_{m1}$ и $\bar{r}_{m2}$. По формуле (5) вычислите значения длин волн для соответствующих светофильтров, считая радиус линзы $R=1 \text{ м}$.
9. Рассчитайте относительную η_λ и абсолютную m_λ погрешность определения длины волны λ для соответствующего светофильтра:

$$\eta_\lambda = \frac{m_\lambda}{\lambda} \approx \frac{2m_r}{\bar{r}_{m1} + \bar{r}_{m2}},$$

где $m_r = 0,15 \text{ мм}$ - систематическая погрешность измерения радиуса кольца, связанная с конечностью ширины интерференционной полосы.

10. Окончательный результат для длины волны соответствующего светофильтра представить в виде:

$$\lambda = \bar{\lambda} \pm m_\lambda$$

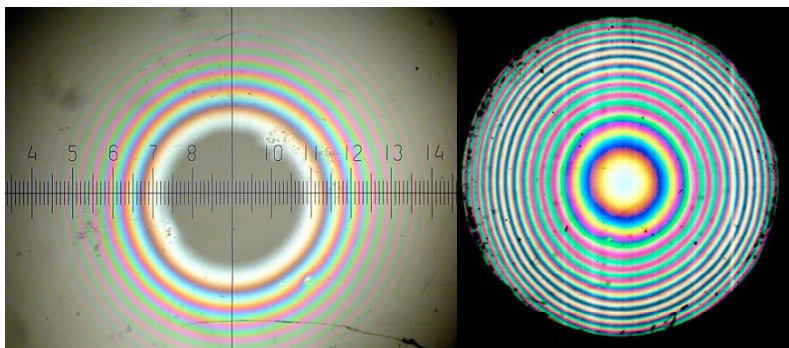


Рис. 4

Контрольные вопросы.

1. Дайте определение интерференции света. При каких условиях наблюдаются максимумы и минимумы интерференционной картины.
2. Что такое полосы равной толщины.
3. Покажите ход лучей в проходящем и отраженном свете для колец Ньютона. Чему равна разность хода между интерферирующими лучами в этих случаях. Запишите условия максимума и минимума при интерференции в отраженном и проходящем свете.
4. Как изменится интерференционная картина, если пространство между линзой и пластинкой заполнить водой.
5. На рис. 4 приведены фотографии двух интерференционных картин, одна для проходящего, другая для отраженного света. Объясните отличия.
6. Сравните интерференционные картины, которые наблюдались в белом свете и со светофильтром (Рис. 4 и Рис. 3). Почему в первом случае наблюдается малое количество четких интерференционных полос. Оцените величину зазора d для четвертого и двадцатого кольца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания §§170-175
3. Феофилактова Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007, §§4-9.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Дифракционную картину наблюдают на экране, на котором прикреплена миллиметровка. Между яркими главными максимумами различных порядков можно наблюдать систему слабых вторичных максимумов, которые обычно появляются при использовании дифракционной решетки. Если же первичным световым пучком освещается большое число штрихов на всей площади решетки, то из-за интерференции многих световых пучков интенсивность вторичных максимумов практически равна нулю, и они не наблюдаются. В данной работе сечение светового пучка лазера перекрывает сравнительно небольшое число штрихов, поэтому вторичные максимумы заметны.

Измерения и их обработка.

Задание I. Определение длины волны излучения гелий-неонового лазера.

ВНИМАНИЕ:

При работе с лазером необходимо помнить, что попадание в глаза прямого излучения лазера весьма опасно для зрения!

На электроды лазерной трубки подается высокое напряжение! Запрещается снимать кожух трубки или просовывать что-либо в отверстия кожуха.

Длину волны лазера можно определить, наблюдая дифракцию на решетке. Из условия главного дифракционного максимума имеем:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_m}{m}, \quad (1)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ — порядок дифракции, d — период решетки (на оправе решетки указано число штрихов на 1 мм), φ_m — угол дифракции.

1. Включают лазер (только преподаватель или лаборант).
2. Дифракционную решетку установите на столик перпендикулярно оси светового пучка (рис. 7).
3. Измерьте расстояние от решетки до экрана L по шкале на оптической скамье.
4. На экран прикрепите миллиметровку, на которой отметьте карандашом координаты всех наблюдаемых дифракционных максимумов $-x_m$ и x_m m -го и $-m$ -го порядка, лежащих справа и слева от центрального максимума.
5. Сняв миллиметровку с экрана, измерьте расстояния между симметричными максимумами: $|x_m| + |-x_m|$.
6. Так как в условиях опыта $L \gg x_m$, то можно полагать $\tan \varphi_m \approx \sin \varphi_m$, а из рис 7 следует:

$$\tan \varphi_m = \frac{|x_m| + |-x_m|}{2L}.$$

Передача энергии от гелия к неону здесь осуществляется весьма эффективно (резонансная передача), так как энергия уровней гелия 2^1S и 2^3S практически совпадает с энергией уровней $3S$ и $2S$ неона (см. схему на рис. 6).

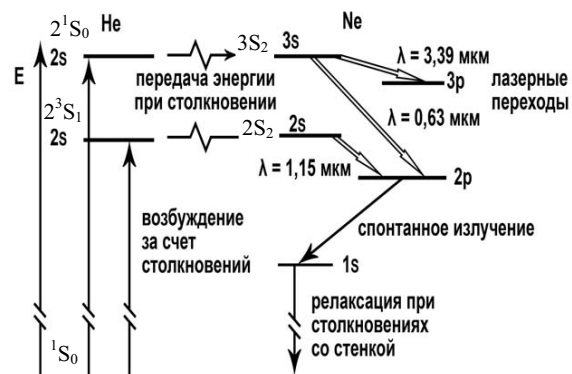


Рис. 6

Процессы создания инверсной населенности в **He — Ne**-лазере иллюстрируются стрелками. В результате создается инверсная населенность атома неона на уровнях $3S$ и $2S$, с которых возможны 3 перехода с излучением: $\lambda_1 = 632,8$ нм, $\lambda_2 \sim 1150$ нм и $\lambda_3 = 3390$ нм. На всех этих трех линиях получена генерация. В данной работе лазер излучает $\lambda_1 = 632,8$ нм.

В целях повышения мощности лазера уменьшают потери на отражение от торцов трубки, для чего окна разрядной трубки располагаются под углом Брюстера к оптической оси трубки. Использование таких окон приводит к поляризации лазерного излучения.

Мощность данного лазера около 1 мВт.

На оптической скамье установлены: гелий-неоновый лазер, дифракционная решетка и экран, на котором закрепляется миллиметровка, на которой отмечают координаты максимумов и минимумов.

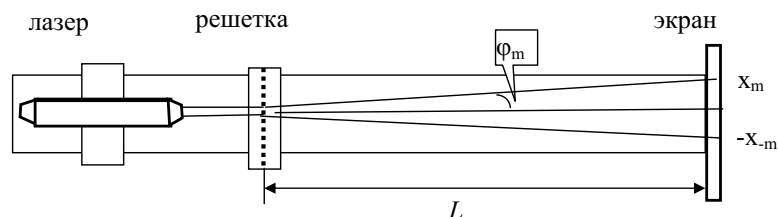


Рис. 7

Лабораторная работа №351

Бипризма Френеля.

Определение параметров бипризмы Френеля по интерференционной картине.

Цель работы: ознакомление с явлениями интерференции световых волн на примере бипризмы Френеля; нахождение параметра бипризмы – угла преломления.

Приборы и принадлежности: полупроводниковый лазер, работающий на длине волны $\lambda = 0,65$ мкм, и мощностью излучения 1 мВт, направляющая, набор рейтеров, короткофокусная линза, бипризма Френеля, экран для наблюдения с магнитами для крепления бумаги, карандаш, линейка.

Краткая теория.

В данной работе оптическая разность хода создается бипризмой Френеля, источником излучения является полупроводниковый лазер, работающий на длине волны $\lambda = 0,65$ мкм. Ход лучей на бипризме показан на Рис. 1. Из курса геометрической оптики известно, что бипризма Френеля представляет собой монолитную призму по профилю соответствующую двум призмам, сложенным основаниями, с малыми углами преломления θ ($\theta \leq 1^\circ$). Угол падения лучей на бипризму мал ($\leq 10^\circ$), поэтому можно считать, что для всех лучей, падающих на бипризму, угол отклонения $\alpha = (n - 1)\theta$, где n - показатель преломления стекла, из которого сделана бипризма. Источником света является сфокусированное в точке S_0 лазерное излучение, которое расходящейся волной падает на бипризму. После преломления в бипризме образуются две когерентные волны, исходящие из двух мнимых источников S_1 и S_2 , лежащих в одной плоскости с S_0 . Расположим параллельно источникам на расстоянии l экран наблюдения (как видно из рис. 1, a - расстояние от источника до бипризмы, b - расстояние от бипризмы до экрана, ($l = a + b$)). На экране в области перекрытия волн наблюдается интерференционная картина.

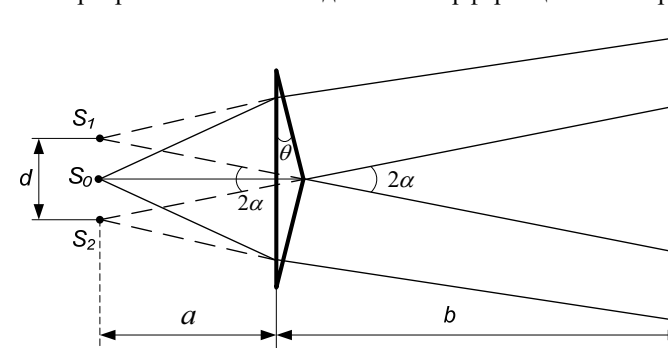


Рис.1

Расстояние между источниками $d \approx 2a\alpha = 2a(n - 1)\theta$. Ширина интерференционной полосы, используя соотношение (14 введение), может быть определена:

$$\Delta X = \frac{l}{d} \lambda = \frac{(a+b)}{d} \lambda = \frac{(a+b)}{2a(n-1)\theta} \lambda.$$

Отсюда:

$$\theta = \frac{(a+b)\lambda}{2a(n-1)\Delta X} \quad (1)$$

Соотношение (1) показывает, что по измеренному расстоянию между интерференционными полосами ΔX и геометрическим параметрам установки (a и b), а также известной длине волны излучения лазера и показателя преломления n стекла, из которого сделана бипризма, можно определить ее преломляющий угол.

Описание установки.

Схема установки приведена на рис. 2.

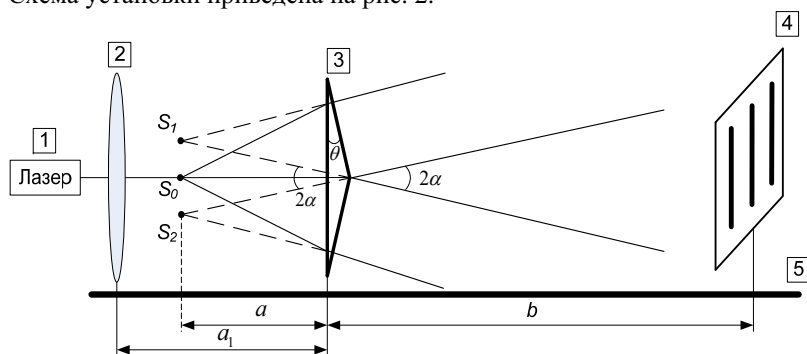


Рис. 2

1 Лазер; 2. Линза; 3. Бипризма Френеля; 4. Экран наблюдения; 5. Направляющая.

На направляющей в оправе закреплен полупроводниковый лазер. В положении (3) находится бипризма. В луч лазера перед бипризмой ставится короткофокусная линза (2) с фокусным расстоянием $f = 4,8 \text{ см}$. Она создает точечный источник S_0 и расширяет пучок света. Положение линзы выбирается таким образом, чтобы фокус линзы был перед бипризмой. Далее расходящийся пучок света делится бипризмой на два, и на экране (4) в области перекрытия пучков, наблюдается интерференционная картина. Так как область излучения полупроводникового лазера представляет собой светящуюся щель, лазер следует повернуть в оправе и установить его так, чтобы щель была параллельна ребру бипризмы. Ребро бипризмы в оправе перпендикулярно плоскости стола. На экране наблюдения видна

Описание установки

В данной работе используется гелий-неоновый лазер непрерывного действия, принципиальная схема которого представлена на рис.5.

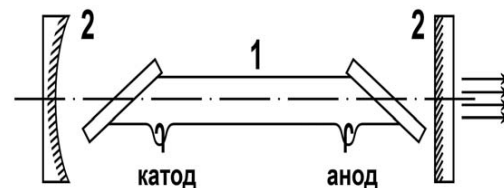
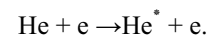


Рис. 5.

Газоразрядная трубка 1 наполнена смесью гелия и неона в отношении $P_{\text{He}}/P_{\text{Ne}} = 10/1$. Трубка, в которой поддерживается тлеющий электрический разряд при токе $\approx 10 \text{ мА}$ и напряжении $\approx 1 \text{ кВ}$, помещена в оптический резонатор 2, состоящий из двух зеркал с диэлектрическими покрытиями. Газоразрядная трубка и резонатор расположены в металлическом кожухе.

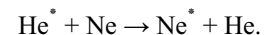
В гелий-неоновом лазере инверсная населенность создается газовым разрядом. Лазерное излучение дают атомы неона. Перевод атома неона из основного состояния с энергией E_0 в состояние с большей энергией E_B — возбуждение атома, происходит в два этапа:

1) сначала путем столкновений атомов гелия с электронами газового разряда происходит возбуждение гелия:



При этом He^* оказывается в метастабильном, долгоживущем ($\tau \gg 10^{-7} - 10^{-8} \text{ с}$) состоянии;

2) затем возбужденный атом гелия сталкивается с атомом неона в основном состоянии:



чение. Для оценки ширины пользуются понятием степени монохроматичности. Для спектральной линии степень монохроматичности равна:

$$\mu = \Delta\omega/\omega_0 = \Delta\lambda/\lambda_0,$$

где $\Delta\omega$ — полуширина линии, а ω_0 — центральная частота (рис. 4) Для газовых лазеров $\Delta\lambda$ достигает величины $10^{-6} \text{ \AA}$,

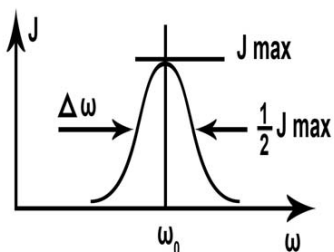


Рис. 4

а степень монохроматичности составляет величину $\approx 10^{-10}$. Высокая степень монохроматичности обусловлена свойством индуцированного излучения: частота индуцированного излучения точно совпадает с частотой возбуждающего поля. Следует отметить, что с помощью лучших монохроматоров спектра - интерферометров можно добиться степени монохроматичности всего 10^{-6} .

2. **Когерентность.** Когерентность означает согласованность между фазами колебаний в различных точках пространства в один и тот же момент времени (пространственная когерентность) или между фазами колебаний в одной и той же точке пространства в различные моменты времени (временная когерентность). Пространственная когерентность лазера (обусловлена свойствами вынужденного излучения (излучается та же частота) и оптического резонатора (сохраняется фаза и распределение амплитуды по всему сечению пучка). Пространственную когерентность излучения легко обнаружить экспериментально с помощью щелей Юнга. Щели могут быть удалены друг от друга вплоть до краев сечения пучка, поскольку во всем сечении световой пучок пространственно когерентен (см. лабораторную работу № 301). Временная когерентность лазеров зависит от конструкции прибора и влияния внешних факторов (подробнее см. [1], [2]).

3. **Высокая направленность излучения.** Направленность характеризуется телесным углом, в котором распространяется определенная часть излучения. Чем меньше этот телесный угол, тем больше направленность излучения. Минимальный угол расхождения лучей определяется дифракцией на выходном отверстии (диаметр d) и зависит от длины волны излучения λ : $\theta_{\min} = \lambda/d$ (может быть доведен до $20''$).

4. **Большая плотность энергии, излучения.** В настоящее время с помощью лазеров достигнуты плотности излучения в импульсе около 10^{15} Вт/см^2 (плотность излучения Солнца составляет всего $7 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$)

5. **Поляризация.** Поляризованное излучение — это излучение с упорядоченным направлением колебаний вектора напряженности электрического поля. Излучение большинства лазеров является поляризованным. Поляризация излучения зависит либо от конструкции прибора, либо от свойств активной среды. Поляризацию излучения лазера легко обнаружить с помощью поляроида.

интерференционная картина в виде красных полос, направление которых параллельно ребру призмы.

Измерения и их обработка.

1. С разрешения преподавателя включите лазер.

Внимание! Нежелательно прямое попадание лазерного излучения в глаза.

- При правильной настройке схемы на экране видна четкая интерференционная картина. Для этого экран ставится на расстоянии 1,5-2 м от би-призмы.
- Закрепите на экране наблюдения лист бумаги и зарисуйте карандашом интерференционную картину, затем снимите лист и линейкой измерьте расстояние, соответствующее величине $(N \cdot \Delta X)$, где N - число полос попавших в измеренный промежуток, ΔX - ширина полосы.
- С помощью линейки измерьте расстояние a и b между элементами схемы. Зная фокусное расстояние линзы ($f=4,8 \text{ см}$), определите расстояние $a = a_1 - f$.
- Результаты запишите в таблицу. Найдите среднее значение $\overline{\Delta X}$ для серии измерений.

Таблица

Число полос N	$N \cdot \Delta X$, м	ΔX , м	$\overline{\Delta X}$, м
3			
5			
7			
8			
9			
$a =$		$b =$	

- По формуле (1) рассчитайте угол преломления бипризмы $\bar{\theta}$ для среднего значения $\overline{\Delta X}$, ($\lambda = 0,65 \text{ мкм}$; $n = 1,51$). Результаты измерений представьте в радианах и угловых минутах.
- Рассчитайте относительную погрешность косвенного измерения:

$$\frac{m_{\theta}}{\bar{\theta}} \cong \frac{m_a}{a} + \frac{m_b}{b} + \frac{m_{\Delta X}}{N \Delta X}, \text{ где}$$

m_a , m_b , и $m_{\Delta X}$ - систематические (приборные) погрешности измерений a , b и ΔX .

- Результат измерения следует представить в виде $\theta = \bar{\theta} \pm m_{\theta}$.

Контрольные вопросы.

- Необходимые условия наблюдения интерференции оптических волн?
- Что такое бипризма Френеля?

3. Для чего в данной работе между лазером и бипризмой помещается короткофокусная линза?
4. Как рассчитать ширину интерференционной полосы для интерференции от двух источников?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§170-175
3. Феофилактова Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007. §§4-9
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа №352

Определение толщины плоскопараллельной стеклянной пластины по интерференционным кольцам.

Цель работы.

В работе изучается интерференционная картина на толстой стеклянной пластине, плоскопараллельность сторон которой достигает несколько угловых секунд. Картина представляет собой систему концентрических интерференционных колец (полосы равного наклона). По результатам измерений определяется толщина пластины.

Приборы и принадлежности.

Полупроводниковый лазер, работающий на длине волны излучения $\lambda = 0,67 \mu\text{м}$, мощность излучения 6 мВт ; направляющая; набор рейтеров; короткофокусная линза, вмонтированная в оправу - экран с отверстием для выхода луча лазера; плоскопараллельная стеклянная пластина на подставке толщиной $b_0 = 19,5 \text{ мм}$ и коэффициентом преломления $n = 1,51$; магниты для крепления бумаги на экране наблюдения; экран защиты; карандаш и линейка.

Методика проведения работы.

В данной работе изучение интерференционных явлений проводится на примере интерференции света в плоскопараллельной пластине, где разность хода зависит от угла наклона падающих лучей.

Пусть на стеклянную плоскопараллельную пластину падает монохроматический пучок лучей (длина волны λ). Как известно, волны, падающие под углом ε (рис.4 введение), после отражения от верхней и нижней грани, будут иметь разность хода Δ , которая определяется формулой (16 введение). Здесь разность хода лучей, отраженных гранями пластины, зависит от угла падения луча на пластину («угла наклона»). Поэтому при падении на пластину расходящегося пучка, в котором присутствуют лучи с разными углами падения, образуется интерференционная картина, которая соответствует полосам равного наклона. Если пучок симмет-

5) при пропускания электрического тока в полупроводниках через **p-n** - переход возникает большое количество носителей тока разного знака.

Принципиальную схему лазера можно представить следующим образом (рис. 3).



Рис. 3

Активная среда — это среда, в которой создана инверсная населенность уровней энергии. По типам активной среды различают лазеры:

- 1) газовые (гелий-неоновый, углекислый, аргоновый, криптоновый, на парах металлов и др.);
- 2) жидкостные (органические красители и др.);
- 3) полупроводниковые (CdS, AlGaAs и др.);
- 4) твердотельные (рубиновый, неодимовый и др.).

Режим работы лазера может быть импульсный или непрерывный в зависимости от рабочего вещества и метода его возбуждения.

Оптический резонатор состоит из двух плоских или сферических зеркал. Эти зеркала с многослойными диэлектрическими покрытиями обладают высоким коэффициентом отражения (80-99 %) для генерируемой длины волны.

Так как, при увеличении плотности излучения ρ , (число фотонов в резонаторе) возрастает доля частиц, отдающих свою энергию в когерентное (вынужденное) излучение, то необходимо как можно дольше удерживать фотоны в резонаторе, т.е. коэффициент отражения зеркал должен быть высоким.

Фотоны, которые были первоначально спонтанно испущены под углом к оптической оси резонатора, покидают резонатор, не испытав усиления. Фотоны же, испущенные вдоль оси резонатора, многократно отражаются от его зеркал, вновь и вновь проходя через активную среду и вызывая в ней новые акты вынужденного испускания, порождая тем самым новые фотоны, когерентные между собой. Часть фотонов проходит через выходное зеркало резонатора и представляет собой выходное излучение лазера. Таким образом, резонатор с одной стороны обеспечивает высокую плотность электромагнитного поля в среде для повышения эффективности процесса вынужденного излучения, а с другой стороны - формирует узконаправленный лазерный пучок.

Свойства лазерного излучения

1. Монохроматичность. Одной из основных характеристик излучения является ширина его спектра, т.е. диапазон частот длин волн, который занимает излу-

где N_0 — число атомов в основном состоянии N_m — число атомов находящихся при температуре T в состоянии с энергией E_m .

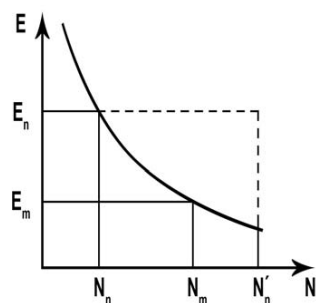


Рис. 2

Как видно из рис. 2, с увеличением энергии состояния населенность уровня, т.е. количество атомов в данном состоянии, уменьшается. Число переходов между двумя уровнями пропорционально населенности уровня, с которого происходит этот переход. Следовательно, в атомной системе, находящейся в термодинамическом равновесии, поглощение падающей световой волны будет преобладать над вынужденным излучением. В результате внешнее излучение при прохождении через вещество будет ослабляться. Для того чтобы получить усиление падающей волны, нужно каким-либо способом обратить населенность энергетических уровней, т.е. сделать так, чтобы в состоянии с большей энергией E_n находилось большее число атомов, чем в состоянии с меньшей энергией E_m . В этом случае говорят, что данная система имеет инверсную (обратную) населенность, при этом система будет находиться в неравновесном состоянии:

$$N_n/N_m > 1$$

Существуют самые разнообразные способы получения инверсной населенности уровней энергии:

1) при газовом разряде в активной среде возникает много электронов с большой кинетической энергией. Эти электроны сталкиваются с атомами (молекулами) и передают им часть своей энергии, в результате чего атомы (молекулы) излучающей среды переходят в возбужденное состояние;

2) в результате химической реакции образуются молекулы в возбужденном состоянии;

3) под действием света молекулы газовой среды фотодиссоциируют на атомы, находящиеся в возбужденном состоянии;

4) в результате оптической накачки (освещение лампой вспышки) рабочее вещество поглощает кванты света, переходя при этом в возбужденное состояние;

ричный, то в плоскости, параллельной пластине, интерференционная картина имеет вид системы концентрических колец.

В качестве когерентного источника света в современной оптике используется лазер. Излучение лазера монохроматично, обладает высокой пространственной и временной когерентностью, что позволяет сравнительно просто наблюдать устойчивую интерференционную картину. Например, если в случае белого света устойчивая интерференционная картина возможна при величине разности хода не более десяти микрон, то для лазерного света разность хода может быть несколько десятков сантиметров, а для специальных лазеров несколько километров. В лабораторной работе используется излучение полупроводникового лазера, работающего в красной области спектра на длине волны $0,67 \text{ мкм}$. Как ясно из схемы опыта (Рис. 1), лазерный луч с помощью линзы L собирается в фокальную точку S , которую можно считать точечным источником монохроматического излучения.

Свет от точки S , пройдя через небольшое отверстие в экране, распространяется в виде сферической волны и падает под различными углами на пластину Π . Отраженные от передней и задней поверхности пластины лучи попадают на экран наблюдения $\mathcal{E}$, который находится в фокальной плоскости линзы L и параллелен плоскости пластины.

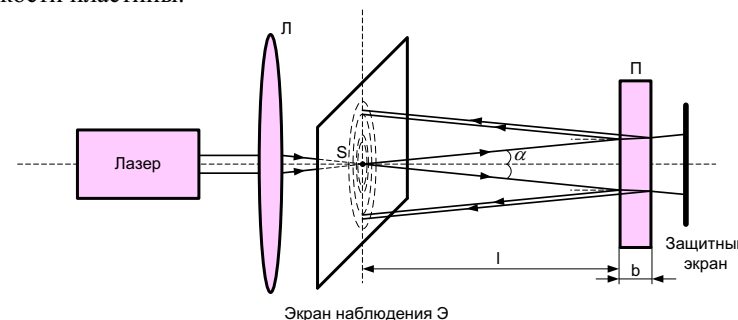


Рис. 1

Интерференционная картина имеет вид концентрических темных и красных колец. Предположим, что центральная точка интерференционной картины соответствует минимуму, порядок интерференции которого m_0 (m_0 — целое число). Перепишем формулу (18 введение, обозначение угла падения ε соответствует углу α) для нормального падения луча (угол падения $\alpha = 0$):

$$\Delta_0 = 2bn = m_0\lambda \quad (1)$$

Для разности хода, соответствующей порядку интерференции m (угол падения α),

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (m - m_0)\lambda \quad (2)$$

Пластина находится от экрана наблюдения на расстоянии l , которое намного больше толщины пластины ($l \gg b$), поэтому угол падения α мал. Для малых углов падения $\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$;

$$\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \approx n \sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{n^2}} \approx n(1 - \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{n^2}),$$

поэтому формула (2) преобразуется к виду:

$$\Delta = 2bn - \frac{b\alpha^2}{n^2} = (m - m_0)\lambda$$

С учетом (1) это выражение можно переписать

$$\frac{b\alpha^2}{n^2} = m\lambda \quad (3)$$

Как видно из рис. 1 радиус интерференционного кольца порядка m равен:

$$r_m = 2l \operatorname{tg} \alpha \approx 2l\alpha \quad (4)$$

Подставляя полученное выражение в формулу (3), получим:

$$\begin{aligned} r_m^2 &= 4l^2 \cdot \frac{mn\lambda}{b} \\ r_m &= (2l \sqrt{\frac{mn\lambda}{b}}) \cdot \sqrt{m} \end{aligned} \quad (5)$$

Радиус интерференционного кольца r_m прямо пропорционален $\sqrt{m}$.

Нанесем на ось абсцисс значения ($\sqrt{m}$), а на ось ординат измеренные значения (r_m). Зависимость r_m от $\sqrt{m}$ соответствует линейной функции (Рис. 2).

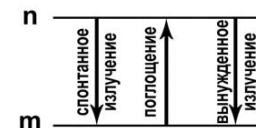


Рис. 1

Спонтанное излучение происходит при самопроизвольном (спонтанном) переходе атома из состояния “ n ” с большей энергией в состояние “ m ” с меньшей энергией с вероятностью в единицу времени A_{nm} .

Вероятность спонтанного излучения зависит от свойств атома и имеет определенное численное значение для каждого данного перехода.

Поглощение света. Переход “ m ” $\rightarrow$ “ n ” из состояния с энергией E_m в состояние с энергией E_n , причем $E_m < E_n$, возникает под влиянием излучения, характеризующегося частотой $\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h$, спектральной плотностью энергии ρ_ν и описывается вероятностью в единицу времени $w_{mn} = B_{mn} \rho_\nu$.

Вынужденное (индуцированное) излучение происходит при переходе атома из состояния с энергией E_n в состояние с энергией E_m под влиянием внешнего излучения частотой ν_{nm} и спектральной плотностью ρ_ν с вероятностью в единицу времени $w_{nm} = B_{nm} \rho_\nu$.

Вынужденное излучение носит резонансный характер, т.е. его частота, фаза, поляризация и направление распространения точно совпадают с теми же характеристиками внешнего излучения. Именно в этом состоит принципиальное отличие вынужденного излучения от спонтанного, которое всегда хаотично. Эта особенность вынужденного излучения лежит в основе действия всех лазеров. Атом (молекула) может участвовать в данный момент времени лишь в одном из вышеперечисленных процессов. Но мы имеем совокупность атомов. Населенностью данного состояния (уровня) называется число частиц, одновременно находящихся в данном состоянии. Скорость убывания числа атомов с энергетического уровня “ n ”, согласно уравнению Эйнштейна, может быть записана в виде:

$$\frac{dN_n}{dt} = -N_n \cdot A_{nm} - N_n \cdot B_{nm} \cdot \rho_\nu + N_m \cdot B_{mn} \cdot \rho_\nu$$

спонтанное излучение вынужденное излучение поглощение
излучение излучение с уровня “ m ” на “ n ”

A_{nm} , B_{nm} , B_{mn} называются коэффициентами Эйнштейна. Спонтанное излучение всегда присутствует, но на фоне вынужденных процессов оно, как правило, мало. Так как из теории известно, что коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения B_{nm} равен коэффициенту Эйнштейна для поглощения B_{mn} , то, какой именно процесс будет преобладать в системе, зависит от населенностей уровней N_n и N_m .

В состоянии термодинамического равновесия распределение атомов по различным энергетическим уровням определяется законом Больцмана:

$$N_m = N_0 \cdot \exp(-E_m/kT),$$

Таблица 3

Спектральные линии неона

№ пп	Описание спектральных линий	Длина волны, нм
1	Сине-зеленая, слабая	503,7
2	Зеленая, левая из двух "сильных"	540,0
3	Желтая, "сильная"	565,3
4	Оранжевая, правая из двух пар линий	597,5
5	Оранжевая, левая из двух пар линий	626,6
6	Красная, левая из группы линий	640,2
7	Темно-красная, левая из двух линий	724,5

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§209, 210, 211, 223-225, 227.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа № 315**Изучение основных свойств газового лазера**

Цель работы: знакомство с устройством газового лазера непрерывного действия и изучение свойств его излучения.

Приборы и принадлежности: гелий-неоновый лазер, дифракционная решетка, поляриоид и экран с измерительной шкалой.

Краткая теория.

Действие всех типов лазеров основано на использовании вынужденного излучения, возникающего при квантовых переходах в атомных системах (атомах, ионах, молекулах).

Для того чтобы понять работу лазеров, необходимо рассмотреть различные процессы, связанные с переходом атомной системы из одного энергетического состояния в другое. Каждое состояние системы характеризуется определенной энергией (или энергетическим уровнем).

Рассмотрим два энергетических уровня " m " и " n ", между которыми возможны следующие процессы: спонтанное излучение, поглощение и вынужденное излучение (рис.1).

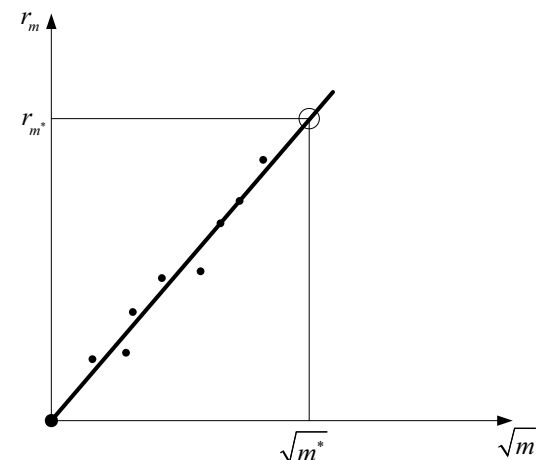


Рис.2

Выразим значение толщины пластины b , используя (5):

$$b = 4l^2 n \lambda \cdot \left(\frac{\sqrt{m}}{r_m} \right)^2, \quad (6)$$

то есть, по измеренным значениям r_m и $\sqrt{m}$, зная величины l , n и λ , можно определить толщину пластины.

Описание установки.

Излучение лазера собирается в точку S с помощью линзы L и далее, расходящимся пучком, пройдя через отверстие в экране наблюдения, падает на плоскопараллельную пластину $П$. Лазерный свет, отраженный от передней и задней поверхности пластины $П$ возвращается и попадает на экран наблюдения $Э$. На экране $Э$ возникает интерференционная картина в виде концентрических чередующихся темных и красных колец. Лазерное излучение, прошедшее через пластину, попадает на защитный экран.

Измерение и обработка результатов.

При выполнении эксперимента на экране наблюдения закрепляется лист белой бумаги. Для фиксированного значения l на интерференционной картине карандашом делаются отметки положения всех видимых интерференционных минимумов. Далее с помощью линейки измеряются значения для каждого r_m . По результатам измерений строится график зависимости $r_m = r_m(\sqrt{m})$ (рис. 2). Значение толщины стеклянной пластины определяется, используя формулу (6). Сравнивая полученные значения b с измеренным механическим способом значением $b_0 = 19.5$ мм можно определить относительную погрешность измерения:

$$\eta = \frac{b - b_0}{b_0} \cdot 100\% \quad (7)$$

Задание

1. Соберите схему согласно Рис. 1. На листе чистой бумаги размером с экран наблюдения по центру вырезают небольшое отверстие диаметром 4–5 мм и проводят несколько пересекающихся линий через центр отверстия. Далее этот лист с помощью магнитных шайб прикрепляют к экрану наблюдения. Стекла́нная пластина в оправе на рейтере помещается в дальнее от лазера положение паза направляющей. Все составляющие установки на схеме закрепляются фиксирующими гайками.

Внимание! Необходимо крайне осторожно работать со стеклянной пластиной и беречь ее от повреждений. Поверхности пластины имеют глубокую шлифовку и полировку отражающих поверхностей, а также высокую степень параллельности отражающих поверхностей.

2. После того как схема собрана, пригласите преподавателя и в его присутствии включите лазер.

Внимание! Лазерное излучение опасно при попадании в глаза.

3. После включения лазера отъюстируйте установку. Область излучения полупроводникового лазера представляет собой светящуюся щель, поэтому лазер следует повернуть в оправе и установить таким образом, чтобы область излучения была параллельна пластине. Все элементы схемы должны быть выставлены соосно. Необходимо, чтобы отраженный от линзы луч лазера не попал назад в излучатель, так как при этом резко падает мощность лазера. Высота линзы должна соответствовать такому положению, чтобы расширенный лазерный пучок симметрично охватывал всю стеклянную пластину $П$. Центр интерференционной картины (темное пятно) должен по возможности совпадать с отверстием в экране наблюдения $Э$.
4. В наблюдаемой интерференционной картине на листе бумаги нанесите карандашом отметки положения радиусов интерференционных минимумов на проведенных линиях. Повторите зарисовки 3–5 раз. Снимите бумагу с зарисовками, проведите измерения линейкой и запишите полученные значения m и r_m в таблицу. Усредните измеренные значения величины r_m для каждого m . Результаты запишите в таблицу.

3. По градуировочному графику монохроматора, полученному при выполнении задания 1, определяют длины волн перечисленных линий и сверяют их с данными таблицы 3 спектральных линий неона.

Контрольные вопросы

1. Каков физический смысл четырех квантовых чисел, описывающих состояние электрона?
2. Что такое оптический электрон?
3. Что такое правило отбора? Нарисуйте схему уровней водорода с указанием оптических переходов электрона, дающих серии Лаймана и Бальмера.
4. Какие атомы называют водородоподобными? В чем их сходство и различие по свойствам с атомами водорода?
5. В чем причина дублетной структуры спектральных линий щелочных металлов?
6. Как и зачем производят градуировку спектральных приборов?

Таблица 2

Спектральные линии ртути

№ п/п	Описание спектральных линий	Длина волны,
1	Фиолетовая, правая из двух линий	404,6
2	Фиолетовая, левая из двух линий	407,8
3	Синяя, левая из трех линий	435,8
4	Зелено-голубая, правая из двух	491,6
5	Зеленая, яркая	546,1
6	Желтая, яркая, правая	577,0
7	Желтая, яркая, левая	579,1
8	Красная, правая из трех линий	607,3
9	Красная, средняя из трех линий	612,3
10	Темно-красная, левая из двух линий	690,7

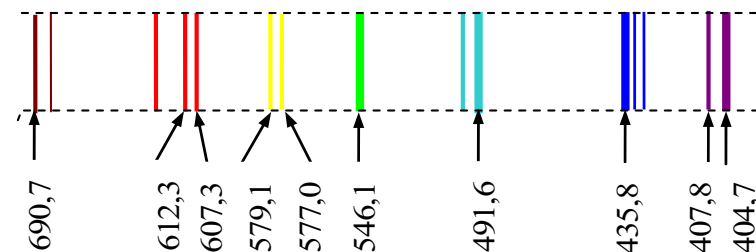


Рис. 4

Измерения и их обработка

Задание 1. Градуировка монохроматора.

Для градуировки монохроматора применяют ртутную лампу, которая устанавливается на оптической скамье на расстоянии 30 см от входной щели.

ВНИМАНИЕ! При горении ртутной лампы в ее колбе развивается давление до 30 атм. Лампа испускает интенсивное ультрафиолетовое излучение. Во избежание ожогов кожи лица и рук запрещается снимать защитное стекло на корпусе лампы. Не рекомендуется смотреть на колбу работающей лампы, так как возможны поражения глаз из-за интенсивного света. Недопустимо снятие кожуха лампы! Лампа работает под высоким напряжением (250 В)!

1. Установите входную щель монохроматора шириной 0,01-0,02 мм. Наблюдение линий ртути начинайте с фиолетового края спектра. На рис. 4 показан спектр ртути. Толщина линий на рисунке соответствует их яркости.
2. Подведите изображение линии к указателю в поле зрения окуляра и снимите отсчет на шкале барабана. Руководствуясь описанием ртутных линий, снимите показания по шкале барабана для всех спектральных линий, перечисленных в таблице 2. Для выявления возможных случайных погрешностей следует провести 3-4 отсчета одной и той же линии. Для этого пройдите весь спектр от фиолетовой до красной линии, затем назад от красной до фиолетовой, и еще раз сначала. Таким образом, каждая линия будет снята 3 раза.
3. Полученные данные заносят в таблицу 1 по следующему образцу:

Таблица 1

№ пп	Описание спектральных линий	Длина волны, нм	Отсчет по шкале барабана φ_i	$\bar{\varphi}$
1				
2				

Строят на миллиметровке градуировочный график монохроматора $\lambda = f(\varphi)$, где φ - градусы деления барабана.

Задание 2. Наблюдение спектра неона.

1. Устанавливают на оптической скамье монохроматора неоновую лампочку в кожухе на расстоянии 20-40 мм от входной щели. Питание лампочки 220 В.
2. Производят отсчеты по барабану для зеленой, желтой и нескольких оранжевых и красных линий неона.

Таблица

m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
r_m												
$\bar{r}_m$												
$\sqrt{m}$												

5. Измерьте линейкой расстояние l и запишите его.
6. Постройте график зависимости r_m от $\sqrt{m}$ (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**). Выберите на прямой, в соответствии с указанием на рисунке, точку и определите ее координаты $(\sqrt{m}^*, r_m^*)$.
7. Зная величину длины волны излучения лазера λ , значение показателя преломления пластины, измеренное расстояние l и, используя полученные значения $\sqrt{m}^*, r_m^*$, определите толщину стеклянной пластины (6).
8. Определите ошибку эксперимента, сравнивая определенную величину b с указанной толщиной пластины b_0 (7).
9. По усмотрению преподавателя можно провести указанные выше измерения для различных значений l и построить аналогичные графики.

Контрольные вопросы.

1. Условия наблюдения устойчивой интерференционной картины.
2. Как определить оптическую разность хода в тонкой пленке, пластине.
3. При нормальном падении лазерного излучения на пластину, в каком случае будет наблюдаться максимум или минимум интерференционной картины.
4. При каких условиях можно наблюдать интерференцию света в толстой пластине.
5. Что такое полосы равного наклона.
6. В каком случае интерференционная картина полос равного наклона имеет вид концентрических окружностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания §§170-175
3. Феофилактова Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007. §§4-9

Дифракция света

Краткая теория

Дифракция волн – явления, наблюдаемые при распространении волн в неоднородной среде и связанные с отклонением от законов геометрической оптики. Дифракция, в частности, приводит к огибанию волнами препятствий. Явление дифракции можно наблюдать при прохождении света сквозь малые отверстия. Такими малыми отверстиями могут быть отверстие диафрагмы, щель или система щелей.

Дифракционные явления могут быть объяснены с помощью принципа Гюйгенса-Френеля. *Согласно принципу Гюйгенса каждую точку волнового фронта можно рассматривать как источник элементарных (вторичных) волн, распространяющихся во все стороны, причем огибающая этих вторичных волн будет волновой поверхностью в следующий момент времени.* Обратные вторичные волны (рис. 1) по Гюйгенсу не должны приниматься во внимание.

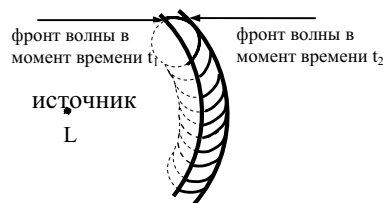


Рис. 1

Таким образом, принцип Гюйгенса описывает распространение волн в согласии с законами геометрической оптики и не затрагивает вопрос об интенсивности волн, идущих по разным направлениям.

Френель вложил в принцип Гюйгенса ясное физическое содержание, рассматривая полное световое поле как результат *интерференции вторичных волн*. В результате интерференции обратные вторичные волны гасят друг друга.

Если на пути световой волны поставить узкую щель (ширина щели b много меньше ее длины), то на экране за щелью возникает дифракционная картина. В зависимости от расстояния между щелью и экраном распределение интенсивности света будет меняться. Если экран располагается на небольшом расстоянии от щели $\left(L \approx \frac{b^2}{\lambda}\right)$, то наблюдается дифракция Френеля, которая рассчитывается

с помощью зон Френеля. При увеличении расстояния от щели до экрана максимумы и минимумы интенсивности света в центре дифракционной картины будут сменять друг друга. При дальнейшем увеличении расстояния $\left(L \gg \frac{b^2}{\lambda}\right)$ на эк-

ране будет наблюдаться установившаяся дифракционная картина: в центре максимум интенсивности и по обе стороны от него чередующиеся минимумы и максимумы, интенсивность которых значительно меньше центрального максимума. В

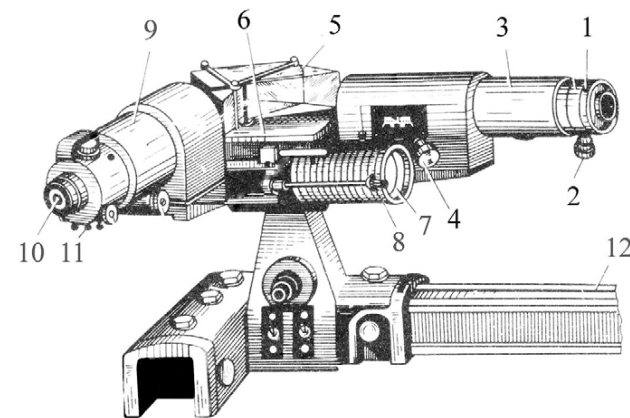


Рис. 3 Схема монохроматора УМ-2.

Входная щель 1, снабженная микрометрическим винтом 2, который позволяет открывать щель на нужную ширину. Коллиматорный объектив 3 служит для создания параллельного пучка лучей. Он снабжен микрометрическим винтом 4. Винт позволяет смещать объектив относительно щели при фокусировке спектральных линий различных цветов. Сложная спектральная призма 5 установлена на поворотном столике 6. Призма 5 состоит из трех склеенных призм. Поворотный столик 6 вращается вокруг вертикальной оси при помощи микрометрического винта с отсчетным барабаном 7. На барабан нанесена винтовая дорожка с градусными делениями. Вдоль дорожки скользит указатель поворота барабана 8. При вращении барабана призма поворачивается, и в центре поля зрения появляются различные участки спектра. Зрительная труба состоит из объектива 9 и окуляра 10. Объектив дает изображение входной щели 1 в своей фокальной плоскости. В этой плоскости расположен указатель 11. Изображение рассматривают через окуляр 10. В поле зрения должны быть резкие изображения спектральных линий и острия указателя 11. Фокусировка изображения указателя производится перемещением корпуса трубы окуляра. Требуемую спектральную линию устанавливают против указателя поворотом барабана 7, который в свою очередь поворачивает призму. На барабане нанесены деления в градусах, цена деления - 2° , цифры даны через 50° . Отсчет градусов на барабане - по указателю 8 с горизонтальным штрихом. Монохроматор заключен в массивный корпус, предохраняющий прибор от повреждений и загрязнений. Прибор также снабжен оптической скамьей 12, на которой могут перемещаться рейторы с источником света. Источник света рекомендуется располагать на расстоянии 30 - 45 см от щели. В состав установки входит пульт управления, служащий для питания источников света и осветительной системы спектрометра.

Спектрометр УМ – 2 относится к числу точных приборов. Он требует бережного и аккуратного обращения.

Градировка монохроматора производится при помощи ртутной лампы.

Сериальную формулу (17), строго справедливую только для водорода, можно применить и для атомов, строение которых аналогично водороду. Атомы щелочных металлов (натрия, калия, рубидия и цезия) представляют собой многоэлектронные системы, однако их внешняя электронная оболочка содержит только один электрон. Такие атомы называют водородоподобными. Аналогично водороду их можно приближенно описать как систему двух тел - одного электрона и атомного остатка (ядро и остальные электроны). Опыт показал, что спектры излучения таких атомов, например, натрия, весьма сходны с водородным спектром. В отличие от водорода уровни с одним и тем же квантовым числом, но с различными l обладают различными энергиями, поэтому длины волн обеих серий натрия отличаются друг от друга.

Важной особенностью спектров щелочных металлов является дублетная структура линий. Она объясняется наличием собственного момента импульса электрона – спина и связанного с ним собственного магнитного момента (спинового момента). Взаимодействие спинового момента оптического (внешнего) электрона с электрическим полем атомного остатка приводит к расщеплению каждого энергетического уровня на два подуровня. В результате спектральные линии натрия оказываются двойными. Различие в значениях длин волн дублета обычно не превышает 1 нм, поэтому наблюдение дублетной структуры линий можно производить только на спектрографах большой разрешающей силы.

Спектр ртути - пример спектра излучения, возникающего в более сложной атомной системе. Схема энергетических уровней здесь определяется взаимодействием двух оптических электронов, которые могут находиться в различных комбинациях возбужденных состояний. В результате возникают две группы спектральных линий, обладающих одиночными компонентами -синглеты и тремя компонентами -триплеты. Это объясняется взаимодействием орбитальных и спиновых моментов двух оптических электронов.

Описание установки

Монохроматором называется прибор, в котором, путем поворота диспергирующего элемента, можно сканировать спектр излучения относительно выходной щели, чтобы осуществить регистрацию спектра. В работе используется стеклянно-призмный монохроматор - спектрометр УМ-2, предназначенный для спектральных исследований в диапазоне от 380 до 1000 нм. В состав прибора входят следующие основные части (рис. 3):

этом случае наблюдается дифракция Фраунгофера (или дифракция в параллельных лучах), т. е. дифракция рассматривается на удаленном от щели экране.

Лабораторная работа № 303

Дифракция Фраунгофера от одной щели.

Цель работы: изучение дифракции на одной щели.

Приборы и принадлежности: рамка со щелями, гелий-неоновый лазер, экран, на котором закрепляется миллиметровка. На миллиметровке отмечают координаты максимумов и минимумов.

Краткая теория.

Пусть на длинную узкую прямоугольную щель ширины b (длина щели значительно больше ее ширины) падает по нормали к ней плоская монохроматическая световая волна (рис.1). Будем наблюдать дифракционную картину на удаленном экране.

Мысленно разобьем площадь щели на ряд узких параллельных ребру щели полос равной ширины. Ширину каждой полосы выберем так, чтобы разность хода волн от краев этих полос была равна $\frac{\lambda}{2}$ (например, между волнами 1 и 2 и так далее). Каждая из этих полос по принципу Гюйгенса-Френеля может рассматриваться как источник вторичных волн, причем фазы всех этих волн в плоскости щели одинаковы, так как при нормальном падении плоской волны плоскость щели совпадает с фронтом волны. Кроме того, и амплитуды этих элементарных волн будут одинаковы, так как выбранные элементы имеют равные площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

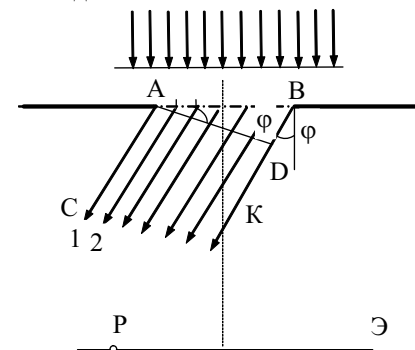


Рис. 1

Для каждой точки одной полосы найдется симметричная точка другой полосы, что оптическая разность хода между ними будет также $\frac{\lambda}{2}$. Из приведенного построения следует, что при наложении волн от каждой пары соседних полос, амплитуда результирующего колебания равна нулю, так как колебания от каждой

пары соседних полос взаимно гасят друг друга. Оптическая разность хода между крайними волнами AC и BK, идущими от щели в направлении φ равна

$$\Delta = BD = b \sin \varphi,$$

где D – основание перпендикуляра, проведенного из точки А на BK, $\angle BAD = \varphi$, как углы с взаимно перпендикулярными сторонами.

Следовательно, если в щели помещается четное число полос, т. е. в разности хода Δ уместится четное число $\frac{\lambda}{2}$ (это разность хода крайних волн в одной полосе), то наблюдается дифракционный минимум:

$$\frac{\Delta}{\frac{\lambda}{2}} = \frac{b \sin \varphi}{\frac{\lambda}{2}} = \pm 2m$$

Условие дифракционного минимума выражается следующей формулой:

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad \text{где } m = 1, 2, 3, \dots (\text{целые числа}) \quad (1)$$

Условие дифракционного максимума выражается по формулам:

$$b \sin \varphi = \pm 1,43 \lambda, \quad b \sin \varphi = \pm 2,46 \lambda, \quad b \sin \varphi = \pm 3,47 \lambda, \dots \quad (2)$$

Приблизительно можно считать что, если в щели помещается нечетное число полос, то наблюдается дифракционный максимум:

$$b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad \text{где } m = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

Зависимость интенсивности при дифракции на щели от направления светового пучка выражается формулой:

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{b \pi \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\left(\frac{b \pi \sin \varphi}{\lambda} \right)^2}, \quad (4)$$

где I_0 есть интенсивность света, идущего от щели шириной b в направлении первичного пучка.

Как видно из рис. 2., величина вторичных максимумов быстро убывает. Численные значения интенсивностей главного и следующего максимумов относятся как 1:0,045:0,016 и т.д.; приближенно эти отношения можно выразить в виде

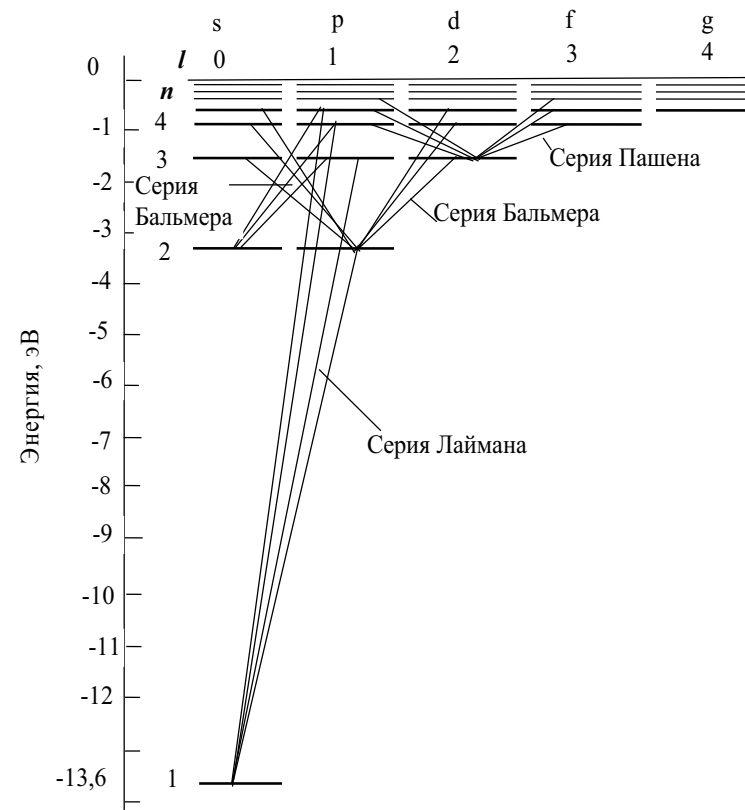


Рис. 1. Схема энергетических уровней водорода
Линии серии Лаймана относятся к области далекого ультрафиолетового излучения ($\lambda_{\text{Л}} \leq 121,6$ нм).

Серия Бальмера - переходы на уровень $n = 2$ с уровней $m = 3, 4, \dots$.

$$\frac{1}{\lambda_B} = R \left(\frac{1}{2^2} + \frac{1}{m^2} \right) \quad (19)$$

Серия Бальмера удобна для наблюдения, так как все ее линии, практически находятся в видимой области ($\lambda_B \geq 356,3$ нм). Четыре первых линии обладают длинами волн: H_{α} (переход 3-2) $\lambda_{\alpha} = 656,3$ нм; H_{β} (переход 4-2), $\lambda_{\beta} = 486,7$ нм; H_{γ} (переход 5-2), $\lambda_{\gamma} = 434,0$ нм; H_{δ} (переход 6-2), $\lambda_{\delta} = 410,1$ нм. Измеряя длины волн линий серии Бальмера, можно по формуле (17) рассчитать значение постоянной Ридберга.

где E_n, E_m - энергия уровней, между которыми происходит излучательный переход электрона ($E_n > E_m$).

Наиболее простым спектром обладает водород. Энергетические уровни электрона рассчитывают по формуле (8), поэтому частоты спектральных линий водорода ($Z=1$) определены формулой

$$\nu = \frac{E_m - E_n}{h} = -\frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (15)$$

где $m > n, m = n+1, n+2, n+3, \dots$
а длины волн

$$\frac{1}{\lambda_{nm}} = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (16)$$

Здесь m и n - первые квантовые числа верхнего и нижнего уровней; соответствующих излучательному переходу электрона. Множитель перед скобкой называют постоянной Ридберга $R = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2 c} = 1,10 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$.

Формула, имеющая вид

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (17)$$

носит название серийной формулы; она справедлива для всех спектральных линий атомного водорода. В серии объединяют линии, испускаемые при переходах электрона на один и тот же нижний уровень ($n = \text{const}$). У водорода такие серии для $n = 1, 2$ и 3 называют сериями Лаймана, Бальмера и Пашена. На рис. 1, а изображена схема энергетических уровней водорода с учетом двух первых квантовых чисел, что позволяет выявить влияние правила отбора (Δl) на расположение возможных излучательных переходов.

Энергии уровней здесь отложены от границы ионизации ($E = 0$) в отрицательную область энергий - для связанного электрона. Поэтому невозбужденное состояние электрона характеризуется квантовым числом $n=1$ с энергией $-13,6 \text{ эВ}$. Серия Лаймана - переходы электрона на уровень $n=1$ с уровней $m > n$; для нее формула (17) принимает вид

$$\frac{1}{\lambda_L} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (18)$$

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 := 1 : \left(\frac{2}{3\pi} \right)^2 : \left(\frac{2}{5\pi} \right)^2 : \left(\frac{2}{7\pi} \right)^2 : \dots \quad (5)$$

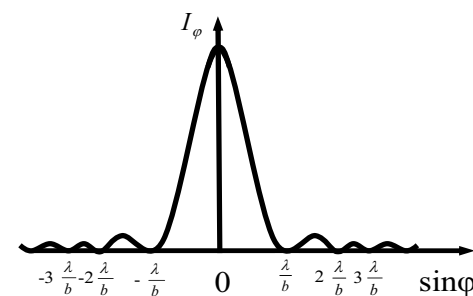


Рис.2

Из приведенных формул ясно, что положение минимумов и максимумов зависит от длины волны λ . Поэтому дифракционная картина имеет описанный вид лишь для монохроматического света. В случае белого света имеется совокупность соответствующих картин для разных цветов (сдвинутых одна относительно другой в соответствии с различием λ).

Методика проведения работы

В данной работе для определения ширины щели используется условие минимума интенсивности света (1). Обозначим расстояние от щели до экрана (рис. 3) L . Для определения координат минимумов на экране выберем горизонтальную ось “X”, начало которой находится в середине центрального максимума. Тогда координата “ m ”-того минимума равна x_m , а расстояние от середины центрального максимума до “ m ”-того минимума равно $|x_m|$, координата “ $-m$ ”-того минимума равна $-x_{-m}$, а расстояние от середины центрального максимума до “ $-m$ ”-того минимума равно $|-x_{-m}|$. Из рисунка 3 следует

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \frac{|x_m|}{L} \quad (1)$$

Так как дифракционная картина симметрична относительно центрального максимума, то для повышения точности измерения определяют расстояние между соответствующими минимумами “ m ” и “ $-m$ ” порядков, т. е. $|x_m| + |-x_{-m}|$. Тогда

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \frac{|x_m| + |-x_{-m}|}{2L} \quad (2)$$

Обычно углы дифракции φ_m малы, поэтому можно считать

$$\operatorname{tg} \varphi_m \approx \sin \varphi_m \quad (3)$$

Для минимума дифракции получим:

$$\sin \varphi_m = \frac{m\lambda}{b} = \frac{|x_m| + |-x_{-m}|}{2L}, \quad (4)$$

откуда ширина щели

$$b = \frac{2m\lambda L}{|x_m| + |-x_{-m}|} \quad (5)$$

Описание установки

На оптической скамье установлены гелий-неоновый лазер, рамка со щелями, экран, на котором закрепляется миллиметровка. На ней отмечают координаты минимумов.

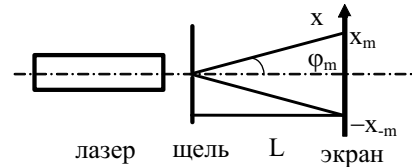


Рис.3

Гелий-неоновый лазер дает монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм. На щели монохроматическая волна дифрагирует, и на экране, расположенном на расстоянии L ($L \gg \frac{b^2}{\lambda}$), наблюдается дифракция Фраунгофера.

Измерения и их обработка

Определение ширины щелей (количество измеряемых щелей задается преподавателем)

Включают лазер только преподаватель или лаборант.

ВНИМАНИЕ:

При работе с лазером необходимо помнить, что попадание в глаз прямого лазерного излучения опасно для зрения!

На электроды лазерной трубки подается высокое напряжение, поэтому запрещается снимать защитный кожух лазерной трубки.

1. Поставьте рамку со щелями на столик на оптической скамье и поместите ее в луч лазера. Перемещением рамки на столике добейтесь отчетливой дифракционной картины на экране.
2. Прикрепите миллиметровку скрепками к экрану.
3. Измерьте расстояние L от щели до экрана по шкале, нанесенной на рельсе.

где m - магнитное квантовое число, которое принимает значения $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$.

Дальнейшие исследования показали, что все микрочастицы обладают собственным моментом импульса (спином) L_s :

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)},$$

где S - спиновое квантовое число. Для электрона $S = \frac{1}{2}$ и собственный момент импульса электрона в атоме

$$L_s = \frac{\hbar \sqrt{3}}{2} \quad (11)$$

Проекция спинового момента импульса электрона L_s на выбранное направление OZ (например, направление внешнего магнитного или электрического поля) тоже квантуется:

$$L_{sz} = \hbar m_s, \quad (12)$$

где m_s - магнитное спиновое квантовое число принимает значение $m_s = \pm \frac{1}{2}$.

Следовательно, состояние электрона в атоме определяется набором четырех квантовых чисел: n, l, m, m_s .

Для многоэлектронных атомов выполняется принцип запрета Паули: в одном и том же атоме не может быть двух электронов, обладающих одинаковым набором четырех квантовых чисел.

В квантовой механике вводятся правила отбора, ограничивающие число возможных переходов электронов в атоме, связанных с испусканием и поглощением излучения. С наибольшей вероятностью могут осуществляться только такие переходы, для которых:

$$\Delta l = \pm 1; \quad \Delta m = 0, \pm 1. \quad (13)$$

Спектром называют пространственное распределение интенсивности излучения по длинам волн. Интенсивность линий пропорциональна концентрациям электронов, находящихся на возбужденных уровнях, т. е. населенностям уровней. Длину волны спектральной линии определяют по формуле

$$\lambda_{nm} = \frac{hc}{E_n - E_m}, \quad (14)$$

где Ψ -волновая функция, Δ -оператор Лапласа, E -полная энергия электрона в атоме, $U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ -потенциальная энергия.

Волновая функция имеет статистический смысл: квадрат модуля волновой функции определяет плотность вероятности нахождения частицы в данном месте пространства

$$\frac{dw}{dV} = |\Psi|^2, \quad (7)$$

в этой формуле dw вероятность нахождения частицы в элементе объема от V до $V+dV$.

В атомной физике оператор Лапласа в уравнении Шредингера представляют в сферических координатах: r -радиус вектор, θ -зенитный и φ -азимутальный углы. Тогда решение уравнения Шредингера распадается на три сомножителя:

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = \Psi(r) \cdot \Psi(\theta) \cdot \Psi(\varphi)$$

Анализ решения уравнения Шредингера дает следующие результаты:

Электрон в атоме может иметь только определенные дискретные (квантованные) значения энергии

$$E = -\frac{Z^2 m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2 n^2}, \quad (8)$$

где n -главное квантовое число, которое принимает значения $n = 1, 2, 3, \dots$

Сравнение с формулой (5) показывает, что квантовая механика приводит к таким же значениям энергии водородоподобного атома, какие получились в теории Бора.

Орбитальный момент импульса электрона в атоме также может принимать только дискретные значения:

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (9)$$

где l -орбитальное квантовое число, которое принимает значения (при данном n) $l = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$

Проекция орбитального момента импульса электрона L_z на выбранное направление OZ (например, направление внешнего магнитного или электрического поля) тоже квантуется:

$$L_z = \hbar m, \quad (10)$$

- Отметьте карандашом положения всех наблюдаемых дифракционных минимумов $-x_m$ и x_m на миллиметровке. Сняв миллиметровку с экрана, вычислите расстояния между симметричными минимумами: $|x_m| + |-x_m|$.
- Определите ширину щели b_i по формуле (5) для всех измеренных минимумов.
- По полученным значениям b_i вычислите среднее значение ширины щели $\bar{b}$.
- Рассчитайте среднеквадратическую погрешность среднего арифметического по формуле:

$$m_{\bar{b}} = \sqrt{\frac{\sum_i (b_i - \bar{b})^2}{N(N-1)}} \text{ и относительную погрешность: } \eta = \frac{m_{\bar{b}}}{\bar{b}} 100\%.$$

- Все результаты занесите в таблицу

Таблица

№ щели	$ m $	$ x_m + -x_m $	L	b_i	$\bar{b}$	$m_{\bar{b}}$
1	1					
	2					
	3					
	4					
2	...					
	1					
	2					
...	...					

- Ответ представьте в виде: $b = \bar{b} \pm m_{\bar{b}}$

- Затем поставьте следующую щель в лазерный луч и повторите все пункты с 4 по 8.

Контрольные вопросы

- Что такое дифракция?
- Каковы условия наблюдения дифракции Френеля и Фраунгофера?
- Запишите и объясните условия минимума и максимума интенсивности света при дифракции Фраунгофера на щели.
- Нарисуйте распределение интенсивности света на экране при дифракции Фраунгофера на щели.

ЛИТЕРАТУРА

- Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
- Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §179
- Феофилактова Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007. §§10, 13.
- Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа № 304

Дифракция Фраунгофера на двух щелях.

Цель работы: изучение дифракции на двух щелях.

Приборы и принадлежности: рамка со щелями, гелий-неоновый лазер, экран, на котором закрепляется миллиметровка и на ней отмечают координаты максимумов и минимумов.

Краткая теория.

При рассмотрении дифракции Фраунгофера на одной щели, было показано, что распределение интенсивности на экране определяется направлением дифрагированных волн. Поэтому при перемещении щели параллельно самой себе никаких изменений дифракционной картины не должно наблюдаться. Следовательно, если перейти от одной щели к двум, то дифракционные картины, создаваемые каждой щелью в отдельности, будут накладываться друг на друга. Однако в действительности картина окажется сложнее, так как надо принять в расчет взаимную интерференцию волн, идущих от соседних щелей. На рис. 1 ширина каждой щели равна b , а расстояние между щелями – a .

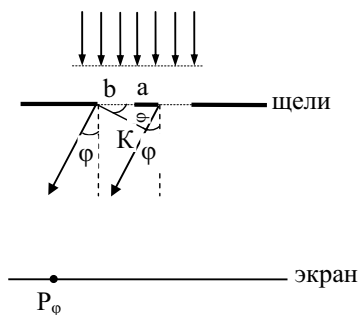


Рис. 1

Очевидно, что в тех направлениях, в которых каждая из щелей в дифрагированном свете дает минимум, то в этом направлении будет минимум и при дифракции на двух щелях, т. е. главные минимумы интенсивности определяются таким же условием:

$$b \sin \varphi_m = \pm m \lambda, \quad \text{где } m = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Оптическая разность хода волн, идущих от разных щелей определяется:

$$\Delta = (b + a) \sin \varphi = d \sin \varphi$$

Вследствие взаимной интерференции световых волн, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т. е. возникнут дополнительные минимумы:

чается (или поглощается) квант энергии $h\nu$. Величина кванта равна разности энергий тех состояний, между которыми совершается переход электрона:

$$h\nu = E_n - E_m \quad (2)$$

Рассмотрим электрон, движущийся в поле атомного ядра с зарядом Ze . При $Z=1$ такая система соответствует атому водорода, при иных Z -водородоподобному иону, т. е. атому с порядковым номером Z , из которого удалены все электроны, кроме одного. Напишем второй закон Ньютона для движения электрона в атоме по круговой орбите под действием силы Кулона:

$$m_e \frac{V_n^2}{r_n} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r_n^2} \quad (3)$$

Решив систему уравнений (1) и (3), получим, что радиус электронных орбит в атоме может принимать лишь дискретные значения:

$$r_n = 4\pi\epsilon_0 \frac{\hbar^2}{m_e Ze^2} n^2 \quad (4)$$

Энергия атома складывается из кинетической энергии электрона и энергии взаимодействия электрона с ядром (потенциальной энергии):

$$E = \frac{m_e V^2}{2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$$

Выразив кинетическую энергию из (3) и подставив r_n из (4), получим дискретные значения энергии атома:

$$E_n = -\frac{Z^2 m_e e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (5)$$

КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ АТОМА

Спектры атомов и молекул объясняются законами квантовой механики, основным уравнением которой является уравнение Шредингера.

Стационарное уравнение Шредингера для электрона в кулоновском поле ядра атома водорода и водородоподобных атомов имеет вид:

$$\Delta\Psi + \frac{2m_e}{\hbar^2} (E - U)\Psi = 0, \quad (6)$$

3. Почему световая характеристика фотоэлементов снимается в режиме насыщения фототока?
4. Для чего служит потенциометр в цепи фотоэлемента?
5. На что расходуется энергия квантов падающего излучения при внешнем фотоэффекте?
6. Всегда ли красная граница фотоэффекта λ_0 имеет длину волны красного цвета ($\lambda_{кр}=0,680\cdot 10^{-6}\text{м}$)?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§202-204.
3. Феофилактова Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007, §33.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа №314

Оптические спектры атомов

Цель работы: изучение системы энергетических уровней возбужденных атомов и линейчатых спектров излучения.

Приборы и принадлежности: монохроматор УМ-2, ртутная и неоновая лампы.

Краткая теория

Изолированные атомы в виде разреженного газа или паров металла испускают спектр, состоящий из отдельных спектральных линий (линейчатый спектр). Изучение атомных спектров привело к познанию строения атомов.

Атом состоит из положительно заряженного ядра и отрицательно заряженных электронов. Классическая механика и электродинамика не могли объяснить ни устойчивости атомов, ни характер атомного спектра. Выход был найден Нильсом Бором, который построил теорию атома на двух постулатах:

1. постулат стационарных состояний.

Из бесконечного множества электронных орбит возможны только некоторые дискретные (квантованные) орбиты, удовлетворяющие условию:

$$m_e V_n r_n = n\hbar, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (1)$$

где m_e - масса электрона, V_n - скорость электрона на n -орбите, r_n - радиус n -орбиты, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ - постоянная Планка.

2. правило частот.

Излучение (или поглощение) энергии атомом происходит при переходе электрона с одной орбиты (с номером n) на другую (с номером m), при этом излу-

$$d \sin \varphi_k = \pm (2k+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (2)$$

В других направлениях световые волны будут усиливать друг друга, следовательно, возникнут главные максимумы:

$$d \sin \varphi_k = \pm 2k \frac{\lambda}{2} = \pm k\lambda \quad (k=0, 1, 2, \dots) \quad (3)$$

Результирующее распределение интенсивности на экране дано на графике рис. 2. Пунктирная кривая соответствует распределению интенсивности от одной щели умноженной на $N^2=4$ (N равно числу щелей).

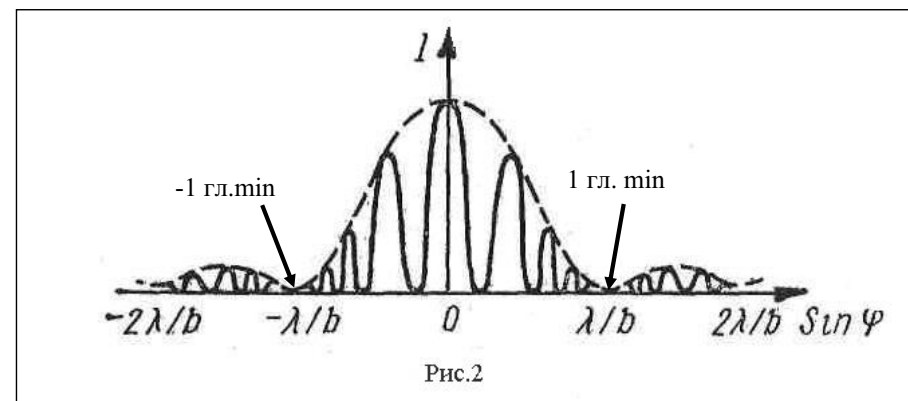


График показывает, что почти весь дифрагированный световой поток (90%) сосредоточен в пределах центрального максимума от одной щели, т. е. в пределах угла $\pm \varphi_1$, который определяется из условия главного минимума (1):

$$\sin \varphi_1 = \pm \frac{\lambda}{b}.$$

Дальнейшая дифракционная картина очень слаба.

Если $d > b$, то в пределах угла $\pm \varphi_1$ уложится несколько главных максимумов. Из формул (1) и (3) получим:

$$\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{b} = \sin \varphi_k = \frac{k\lambda}{d}.$$

Следовательно, главные максимумы $\pm k$ -го порядка совпадают с главными минимумами ± 1 -го порядка и будут погашены. Таким образом, между главными минимумами ± 1 -го порядка уложится $2k + 1$ главных максимумов, при этом

$$\frac{d}{b} = k \quad (4)$$

Описание установки

На оптической скамье установлены гелий-неоновый лазер, рамка со щелями, экран, на котором закрепляется миллиметровка. На миллиметровке отмечают координаты максимумов и минимумов.

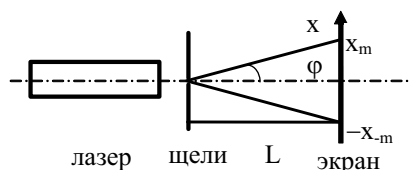


Рис.3

Гелий-неоновый лазер дает монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм. На щелях монохроматическая волна дифрагирует, и на экране, расположенном на расстоянии L ($L \gg \frac{b^2}{\lambda}$), наблюдается дифракция Фраунгофера.

Измерения и их обработка

Включают лазер только преподаватель или лаборант.

ВНИМАНИЕ:

При работе с лазером необходимо помнить, что попадание в глаз прямого лазерного излучения опасно для зрения!

На электроды лазерной трубки подается высокое напряжение, поэтому запрещается снимать защитный кожух лазерной трубки.

1. Поставьте рамку со щелями на столик на оптической скамье и поместите ее в луч лазера. Перемещением рамки на столике добейтесь отчетливой дифракционной картины на экране.
2. Прикрепите миллиметровку скрепками к экрану.
3. Измерьте расстояние L от щели до экрана по шкале, нанесенной на рельсе.
4. Отметьте карандашом положения ± 1 -го дифракционных минимумов $-x_{-1}$ и x_1 на миллиметровке. Сняв миллиметровку с экрана, вычислите расстояние между минимумами: $|x_1| + |-x_{-1}|$.
5. Так как углы дифракции малы, то в формуле (1) положим

$$\sin \varphi_1 \approx \tan \varphi_1 = \frac{|x_1| + |-x_{-1}|}{2L}. \text{ Определите ширину щели } b \text{ по формуле:}$$

2. На блок (рис. 4) подайте напряжение 220 В, на осветительную лампочку 26 В, Включите лампочку, вставьте вилку фотоэлемента в гнездо1 электроизмерительной панели. Включите панель с помощью тумблера 4. Тумблер 2 поставьте в положение "вкл".
3. Снимите вольтамперную характеристику вакуумного фотоэлемента. Для этого, установив диафрагму в положение S_2 (что соответствует потоку Φ_2), меняйте с помощью потенциометра напряжение на фотоэлементе согласно таблице 1 и определите по микроамперметру силу фототока.

Таблица 1

	U_B	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	60	70	80	90	100	110	120
J_ϕ , мкА	Φ_2 , лм																	
	Φ_4 , лм																	

4. Повторите измерения для светового потока Φ_4 , соответствующей световому потоку S_4 Результаты занесите в таблицу 1. Постройте графики $J_\phi = f(U)_{\Phi=\text{const}}$. При построении графиков проведите оценку результатов измерений, определяя их доверительный интервал. Предварительно оцените влияние случайных погрешностей, проводя повторные измерения. В качестве доверительного интервала можно использовать систематические погрешности микроамперметра ε_J и вольтметра ε_U , определяемые классом точности этих приборов.
5. Снимите световую характеристику фотоэлемента. Установите напряжение $U = 75$ В. Меняйте с помощью диафрагмы $S_1 \dots S_4$ световой поток и снимите показания микроамперметра для $\Phi_1 \dots \Phi_4$ (таблица 2).

Таблица 2

Φ , лм	Φ_1	Φ_2	Φ_3	Φ_4
J_ϕ , мкА				

6. Постройте график $J_\phi = f(\Phi)_{U=\text{const}}$ Данная зависимость должна носить линейный характер. Если полученные экспериментальные значения не ложатся на прямую, то аппроксимируйте их линейной зависимостью.
7. Определите интегральную чувствительность фотоэлемента по формуле:

$$\gamma = \frac{\Delta J_\phi}{\Delta \Phi}, \text{ воспользовавшись световой характеристикой.}$$

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление внешнего фотоэффекта?
2. Что называется красной границей фотоэффекта?

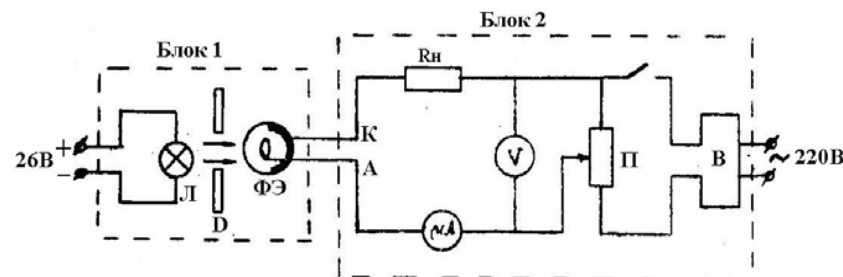


Рис. 3

Л - лампа накаливания, D - регулируемая диафрагма, ФЭ- фотоэлемент, μA - микроамперметр, R_n - сопротивление нагрузки, П - потенциометр, V - вольтметр, В - выпрямитель.

Вакуумный фотоэлемент размещен в светозащитном кожухе. В данной работе используется сурьмяно-цезиевый катод, состоящий из слоя сурьмы, обработанного парами цезия. Красная граница фотоэффекта для катода $0,7\text{мкм}$, максимум чувствительности приходится на длину волны $\lambda = 0,3-0,4\text{мкм}$. Источником светового потока является лампа накаливания, установленная перед фотоэлементом. Для ее включения служит тумблер на корпусе установки. В кожухе фотоэлемента помещен объектив с регулируемой диафрагмой для формирования светового потока. Положение диафрагмы, площади которых $S_1=10\text{мм}^2$, $S_2=25\text{мм}^2$, $S_3=38\text{мм}^2$, $S_4=78\text{мм}^2$ изменяют с помощью регулятора, установленного на кожухе.

Измерительная электрическая схема с выпрямителями смонтирована внутри блока, включаемого в сеть 220 В (рис. 4).

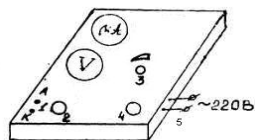


Рис. 4

1 - клеммы включения фотоэлемента, 2 - тумблер включения фотоэлемента, 3 - потенциометр, 4 - тумблер панели, 5 - клеммы внешнего напряжения.

Измерения и их обработка

Задание 1. Исследование свойств вакуумного фотоэлемента.

Для получения характеристик вакуумного фотоэлемента:

1. Рассчитайте световой поток по формуле $\Phi = \frac{iS}{l^2}$ (i - сила света в канделах (кд); S - площадь диафрагмы; l - расстояние от источника света до фотоэлемента для значений: $i=60$ кд, $S_1=10\text{мм}^2$, $S_2=25\text{мм}^2$, $S_3=38\text{мм}^2$, $S_4=78\text{мм}^2$, $l=120$ мм. Результаты запишите в таблицу 2.

$$b = \frac{2\lambda L}{|x_1| + |-x_{-1}|} \quad (5)$$

6. Сосчитайте количество N максимумов между ± 1 -ми дифракционными минимумами.
7. Определите k по формуле:

$$N = 2k + 1$$

8. Вычислите расстояние между щелями d , используя формулу (4) и (5).
9. Результаты запишите в таблицу:

№ п/п	N	L	$ x_1 + -x_{-1} $	b	d
1					
2					
3					
...					

Контрольные вопросы

1. Что такое дифракция?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля и поясните его рисунком.
3. Каковы условия наблюдения дифракции Френеля и Фраунгофера?
4. Запишите и объясните условия минимума и максимума интенсивности света при дифракции Фраунгофера на двух щелях.
5. Нарисуйте распределение интенсивности света на экране при дифракции Фраунгофера на двух щелях.
6. Как изменится распределение интенсивности света на экране при увеличении (уменьшении) расстояния между щелями d ?
7. Как изменится распределение интенсивности света на экране при увеличении (уменьшении) ширины щели?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §180
3. Феофилактов Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007, §14.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. -М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа № 300

Дифракция Фраунгофера на одномерной решётке

Цель работы: изучение явления дифракции плоской световой волны на дифракционной решетке.

Приборы и принадлежности: прозрачная дифракционная решетка, лазер, экран с измерительной шкалой.

Краткая теория

Дифракцией света называют совокупность явлений, возникающих при распространении света в неоднородной среде и обусловленных волновой природой света. В частности, явление дифракции можно наблюдать при прохождении света сквозь малые отверстия. Такими малыми отверстиями могут быть отверстие диафрагмы, щель или система щелей.

Дифракционная картина - совокупность периодически чередующихся светлых и темных полос (дифракция на щели), колец (дифракция на отверстиях, круглом препятствии) и других геометрических фигур, форма которых соответствует конфигурации пространственной неоднородности.

Количественное описание дифракции можно получить из принципа Гюйгенса-Френеля, согласно которому причиной дифракции является интерференция большого числа взаимно когерентных вторичных волн, составляющих фронт световой волны. Напомним, что **когерентность** – это согласованное протекание во времени или в пространстве нескольких колебательных или волновых процессов; условия когерентности волн – их одинаковая частота $\omega_1 = \omega_2$; постоянство и независимость от времени разности фаз между двумя точками $\Delta\varphi = \text{const} \neq f(t)$. Эта ситуация может иметь место, если световая волна была сгенерирована не единым излучателем, а совокупностью одинаковых, но независимых излучателей. Такими излучателями могут быть щели дифракционной решётки (рис. 1). Дифракционная решетка представляет собой совокупность большого числа узких параллельных щелей одинаковой ширины a , разделённых непрозрачными промежутками шириной b . Сумму $a + b = d$ называют **периодом дифракционной решетки**; $d = 1/N$, где N – число штрихов на единицу длины. Обычно применяются решётки с N от 50 до 2000 штрихов на мм. Число штрихов на мм указывают на оправе решётки. Дифракционная решетка служит для разложения света в спектр и измерения длины волны. В работе исследуют дифракцию на прозрачной дифракционной решетке.

Рассмотрим явление дифракции на прозрачной решётке.

Пусть плоская монохроматическая волна длиной λ , идущая от лазера, падает на дифракционную решетку (рис.1). Из каждой точки щели по всем направлениям будут распространяться волны. По принципу Гюйгенса-Френеля каждая точка, до которой дошла волна, сама является источником вторичных сферических волн. Причём каждая щель будет источником когерентных вторичных волн.

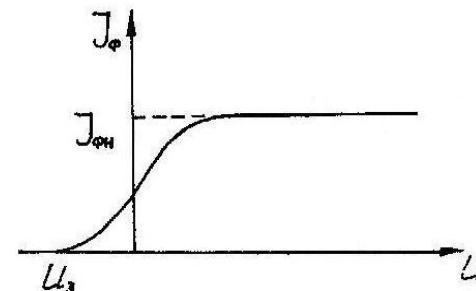


Рис. 2

$I_{\phi n}$ - фототок насыщения определяется значением напряжения U , при котором все электроны, испускаемые катодом, достигают анода:

$$I_{\phi n} = en, \quad (3)$$

где e – заряд электрона, n – число электронов, испускаемых катодом в 1 секунду.

2. Световая характеристика- зависимость фототока J_{ϕ} от светового потока Φ при постоянном анодном напряжении U

$$J_{\phi} = f(\Phi)|_{U=\text{const}}$$

3. Интегральная чувствительность γ численно равна фототоку, возникающему в цепи фотоэлемента при падении на него единицы светового потока, состоящего из волн различной длины и соответствующего по спектральному составу излучению лампы накаливания с вольфрамовой нитью при температуре нити $T=2848$ К:

$$\gamma = \frac{\partial J_{\phi}}{\partial \Phi}, \quad (4)$$

где ∂J_{ϕ} - изменение фототока, вызванное изменением светового потока на величину $\partial \Phi$.

Описание установки

Для исследования характеристик вакуумного фотоэлемента используется схема, изображенная на рис. 3.

$$h\nu = A_B + \frac{m_e V_{e\max}^2}{2} \quad (1)$$

Это уравнение называют уравнением Эйнштейна.

Под работой выхода A_B понимается минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону, чтобы удалить его с поверхности металла в окружающую среду.

Если энергия падающего фотона равна работе выхода электрона из металла, т.е. $h\nu_0 = A_B$, то $\frac{m_e V_{e\max}^2}{2} = 0$ и фотоэффект не наблюдается (красная граница фотоэффекта). Для красной границы фотоэффекта уравнение Эйнштейна имеет вид:

$$\frac{hc}{\lambda_0} = A_B, \quad \lambda_0 = \frac{hc}{A_B}.$$

На явлении внешнего фотоэффекта основано действие вакуумных и газонаполненных фотоэлементов, фотоумножителей, электронно-оптических преобразователей. Вакуумный фотоэлемент представляет собой стеклянный баллон, в центральной части которого расположен металлический анод в форме кольца или сетки. Половина внутренней поверхности баллона покрыта слоем вещества, испускающего электроны под действием света. Этот слой вещества играет роль катода и называется фотокатодом (рис. 1).

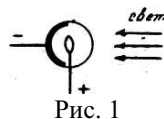


Рис. 1

Электроны, вылетающие под действием света из фотокатода, обладают определенной кинетической энергией и достигают анода, создавая ток в замкнутой цепи, в которую включен фотоэлемент. Если между анодом и фотокатодом создать электрическое поле, приложив к аноду отрицательный (по отношению к катоду) потенциал $-U$, то при некотором значении $U = -U_3$, даже наиболее быстрые электроны не смогут достичь анода, и ток в цепи прекратится. Величина $-U_3$ называется задерживающим потенциалом и определяется условием

$$eU_3 = \frac{m_e V^2}{2} \quad (2)$$

Основными характеристиками фотоэлементов являются:

1. Вольт-амперная характеристика - зависимость фототока J_ϕ от напряжения на фотоэлементе U при постоянном световом потоке Φ

$$J_\phi = f(U)|_{\Phi=\text{const}}$$

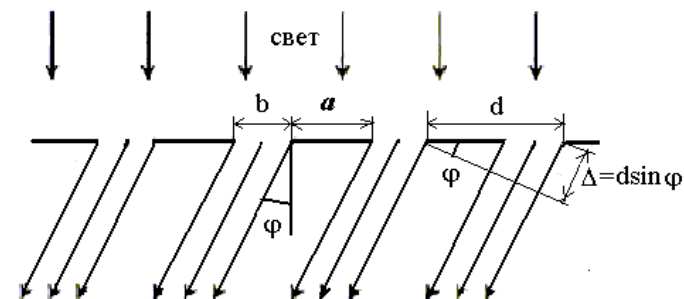


Рис.1 Дифракционная решетка. Ход лучей.

В результате дифракции на экране возникает дифракционная картина – совокупность периодически чередующихся темных и светлых полос (но не геометрическое изображение щелей решетки), (см. рис.2 и рис.3). В дифракционной картине различают: главные максимумы интенсивности, главные минимумы, побочные максимумы и минимумы. Рассмотрим их расположение.

Распределение интенсивности света определяется углом ϕ , измеряемым от нормали к решетке. Главные максимумы интенсивности возникают вследствие интерференции световых волн от всех щелей решетки.

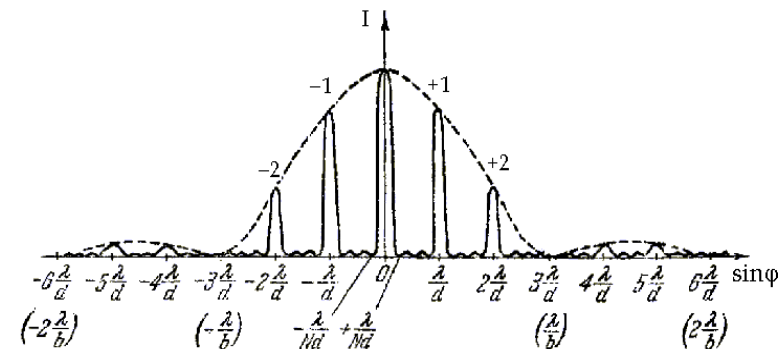


Рис.2. Дифракционная картина. Распределение интенсивности света

Известно (из теории интерференции), что при наложении волн с разностью хода $\Delta = k\lambda$, где $k = 0, 1, 2, \dots$, волны друг друга усиливают. Так как $\Delta = d \sin \phi$, то условие главных максимумов определяет формула:

$$d \sin \phi = k\lambda, \quad (1)$$

где $k = 0; \pm 1; \pm 2, \dots$ – порядок дифракции; ϕ - угол, под которым виден максимум k -го порядка; d – период решетки. Направление на главный максимум k -го порядка, при нормальном падении лучей на решетку, определим из (1):

$$\sin \varphi = k\lambda / d ;$$

используя эту формулу, найдем положения главных максимумов на оси $\sin \varphi$.

Увеличение числа щелей приводит к увеличению яркости дифракционной картины. Если число щелей N , а амплитуда напряженности электрического поля, излучаемого одной щелью E_0 , то результирующая амплитуда в главном максимуме $E = NE_0$. Интенсивность света I в максимуме пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim E^2$. Соответственно, $I = N^2 I_0$, где I_0 – интенсивность света, излучаемого одной щелью.

Главные минимумы интенсивности расположены так же, как и для одной щели: это те направления, по которым ни одна из щелей не посылает света. Расположение главных минимумов определяется дифракцией на каждой щели и рассчитывается по формуле:

$$b \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (2),$$

где b – ширина щели решётки; $m=1,2,3,\dots$.

Распределение интенсивности (освещённости экрана) приведено на рис.2. Между двумя соседними главными максимумами располагаются $(N-2)$ *побочных максимума*, разделенных побочными минимумами, где N – число щелей в решетке. Из-за малой интенсивности побочных максимумов они обычно не наблюдаются. Число *побочных минимумов* (между двумя соседними главными максимумами) равно $N-1$. Чем больше число щелей, тем больше побочных максимумов и минимумов между главными максимумами. Увеличение числа щелей приводит к сужению главных и побочных максимумов.

Примечание.

1. Вид графика распределения интенсивности света в дифракционной картине зависит от соотношения величин d и b . На рис.2 3-й главный максимум не наблюдается; он совпадает с 1-м главным минимумом. В данном случае $d=3b$.

2. Очевидно, если в решетке закрыть все щели кроме одной, то будет иметь место дифракция от одной щели. Вид пунктирной кривой соответствует этому случаю. Однако распределение интенсивности подчиняется закону $I = N^2 I_0$. **Совет:** рисуя график $I=f(\sin \varphi)$ – начинайте с пунктирной кривой.

Из соотношения (1) следует:

1) Число порядков дифракции для данной решётки ограничено. Ведь $\sin \varphi \leq 1$, поэтому наибольший порядок $k_{\max} = d/\lambda$. 2) На экране расстояние от k -того максимума до 0-ого зависит от длины волны λ . С увеличением λ это расстояние увеличивается. На рисунке 4 приведены спектры для света с длиной волны λ_1 – рисунок 4а) и λ_2 – рисунок 4 б). Т.к. $\lambda_2 > \lambda_1$, то расстояния главных максимумов (от 0-ого) для света с λ_2 больше расстояний, для максимумов того же порядка, полученных со светом с длиной волны λ_1 .

На рис.4в) показана дифракционная картина при освещении решетки белым светом. В направлении, совпадающим с нормалью к поверхности решетки, будет

Лабораторная работа №312

Внешний фотоэффект

Цель работы: изучение явления внешнего фотоэффекта при помощи вакуумного фотоэлемента.

Приборы и принадлежности: блок 1, в который входят вакуумный фотоэлемент, источник света – эталонная лампочка на 26 В, регулируемая диафрагма; блок 2 – измерительный.

Краткая теория.

Внешний фотоэффект представляет собой эмиссию электронов из вещества (например, из металла) в вакуум или другое вещество под действием электромагнитного излучения. Внешний фотоэффект подчиняется следующим закономерностям:

Скорость фотоэлектронов, вылетевших с поверхности металла, определяется частотой падающего света и не зависит от его интенсивности.

Число фотоэлектронов, вылетевших в единицу времени с единицы поверхности, при данной частоте света пропорционально падающему световому потоку.

Для каждого вещества существует определенная частота ν_0 , ниже которой фотоэффект не наблюдается. Длина волны соответствующая этой частоте $\lambda_0 = c/\nu_0$ называется красной границей фотоэффекта. Величина ее зависит от химической природы вещества и состояния его поверхности.

Трудности в истолковании законов фотоэффекта привели А. Эйнштейна к созданию в 1905 г. квантовой теории света.

А.Эйнштейн показал, что закономерности фотоэффекта можно объяснить, если предположить, что свет не только излучается, но также распространяется в пространстве и поглощается веществом в виде отдельных порций энергии – квантов электромагнитного излучения. Кванты электромагнитного излучения были названы фотонами. Энергия фотона данной частоты ν равна $\epsilon = h\nu$, где h – постоянная Планка, $h=6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

С квантовой точки зрения фотоэффект является результатом взаимодействия фотонов падающего излучения с электронами вещества, что приводит к выбиванию их из атомов. Элементарный акт внешнего фотоэффекта можно представить себе состоящим из трех процессов: поглощение энергии фотона электроном; движение электрона, обладающего избыточной энергией, к поверхности тела; прохождение его через поверхностный потенциальный барьер.

Применив закон сохранения и превращения энергии для одного элементарного акта столкновения, А.Эйнштейн получил основное уравнение внешнего фотоэффекта, являющееся, фактически, балансом энергии. Оно устанавливает связь между энергией фотона $h\nu$, работой выхода электрона из металла A_B и максимальной

кинетической энергией вылетающего электрона $\frac{m_e V_{e\max}^2}{2}$

честве n используют крайние из полученных значений показателя преломления.

17. Результаты расчетов заносят в таблицу 3.

Таблица 3

Границы наблюдаемого спектра	$\frac{dn}{d\lambda}$	D	R
$\lambda_{\min}$			
$\lambda_{\max}$			

Контрольные вопросы

1. Что такое нормальная и аномальная дисперсия света?
2. Дайте объяснение явления дисперсии света согласно электронной теории.
3. Проанализируйте уравнение движения электрона (3) и его решения для случаев нормальной и аномальной дисперсии.
4. Какой из лучей: красный или фиолетовый сильнее отклоняется стеклянной призмой и почему?
5. Что называется угловой дисперсией и разрешающей силой призмы? Скажите их размерность.
6. С помощью математических преобразований выведите из формулы (11) формулу (12) для угловой дисперсии.
7. Пользуясь полученными в работе значениями разрешающей силы призмы, оцените на какую минимальную величину должны отличаться длины волн ($\lambda_{\min}$), чтобы их можно было раздельно наблюдать в спектре. Можно ли с помощью этой призмы различить две желтые линии спектра ртути, для которых $\lambda_1 = 577,0$ нм и $\lambda_2 = 579,1$ нм?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§185,186.
3. Феофилактова Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007, §§24,25.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

видна белая полоса (дифракционный максимум нулевого порядка для всех длин волн), т. к. центральный максимум при $\varphi=0$ не зависит от λ . В направлениях, составляющих определённые углы с нормалью к поверхности решетки, наблюдаются главные дифракционные максимумы первого, второго и т.д. порядков, имеющие *радужную окраску*. Фиолетовый конец спектра обращен к центру дифракционной картины, красный – максимально удалён от центра (поскольку, как отмечено выше, большей длине волны λ соответствует больший угол φ). Дифракционные спектры расположены симметрично относительно центрального максимума и могут накладываться друг на друга. Интенсивность спектров снижается с ростом порядка дифракции k , угловая ширина спектров растёт.

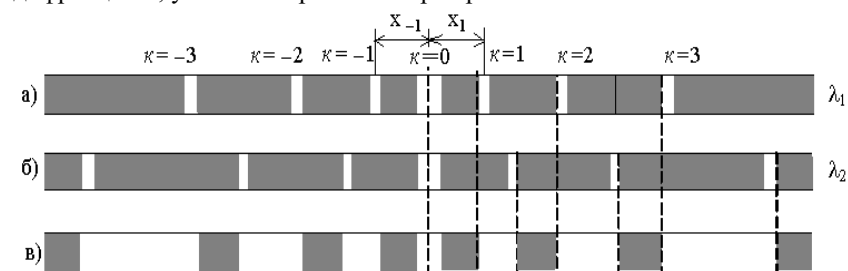


Рис.3. Спектры для света с длиной волны λ_1 и λ_2 ; ($\lambda_2 > \lambda_1$)

Описание установки

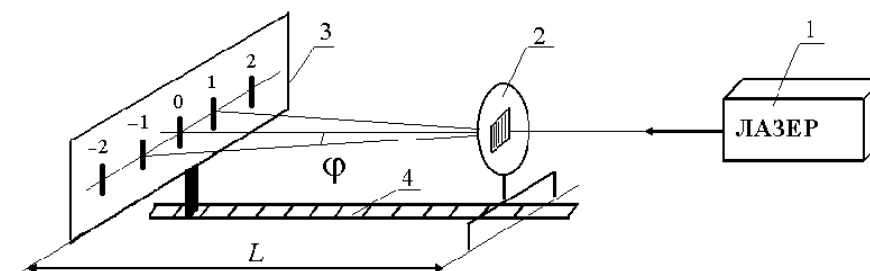


Рис.4. Схема установки.

Схема установки приведена на рис.4. Обозначения: 1 – лазер, 2 – дифракционная решётка, 3 – экран с измерительной шкалой, 4 – линейка. На оптической скамье установлены гелий-неоновый (или полупроводниковый) лазер, дифракционная решётка, экран с измерительной шкалой. L – расстояние от решётки до экрана, φ – угол дифракции.

Измерения и их обработка

Задание 1. Определить длину волны излучения лазера.

ВНИМАНИЕ!

1) При работе с лазером необходимо помнить, что попадание в глаза прямого излучения лазера опасно для зрения!

2) На электроды лазерной трубки (гелий-неонового) подаётся высокое напряжение, поэтому запрещается снимать кожу трубки или просовывать что-либо в отверстия кожу.

Длину волны лазера можно определить, наблюдая дифракцию на решётке. Из условия главного дифракционного максимума (1) имеем:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{k} \quad (3),$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$, - порядок дифракции, d – период решётки (на оправе решётки указано число штрихов на 1 мм или узнать у преподавателя), φ – угол дифракции.

Последовательность действий:

1. Включить лазер (только с разрешения преподавателя).
2. Установить дифракционную решётку перпендикулярно оси светового пучка (см.рис.4).
3. Измерить расстояние от решётки до экрана L;
4. По измерительной шкале экрана определить координаты двух максимумов k -го порядка, лежащих справа и слева от центрального максимума: x_k и $-x_k$ (например, x_{+1} и $-x_{-1}$ для $k=1$ см. рис.3). С целью проверки влияния случайной погрешности на результат измерений проводят 2-3 измерения x_k и x_{-k} в одинаковых условиях. Если погрешности оказываются меньше, чем 1,0 мм (систематическая погрешность $\varepsilon_{\text{сист}} \equiv \delta$ измерительной шкалы), то можно считать случайные погрешности малыми и ошибка $\varepsilon = \varepsilon_{\text{сист}} \equiv \delta$.

Если среднее квадратичное отклонение (с.к.о) $s_x > 2\varepsilon_{\text{сист}} = 2 \text{ мм}$, то необходимо провести обработку по Стюденту с коэффициентом надёжности $\beta = 0,95$ (значения коэффициента t приведены в журнале для лабораторных работ).

В реальных опытах присутствуют как систематические δ , так и случайные ошибки, поэтому, в общем случае, суммарная ошибка ε находится так:

$$\varepsilon_x = \sqrt{\delta^2 + (t \cdot s_x)^2}.$$

5. Измерения повторяют для 3-4 порядков дифракции k .

Примечание. В данной работе с.к.о. обозначается буквой s , как принято в мировой научной и учебной литературе. В ряде описаний лабораторных работ, изданных в МИИГАиК, в силу традиций, связанных с геодезией, для обозначения с.к.о. использована буква m .

12. На середину столика, устанавливают призму основанием, вправо и повторяют измерение углов наименьшего отклонения $\delta_{\text{min}, \text{np}} = |A'' - A''_0|$ также для всех линий правого спектра ртути согласно п. 4 - 10. Здесь в п. 6 нужно воспользоваться рис. 7,б.

13. Для каждой исследованной линии спектра определяют среднее значение угла наименьшего отклонения по формуле:

$$\bar{\delta}_{\text{min}} = \frac{\delta_{\text{min}, \text{лев}} + \delta_{\text{min}, \text{np}}}{2}$$

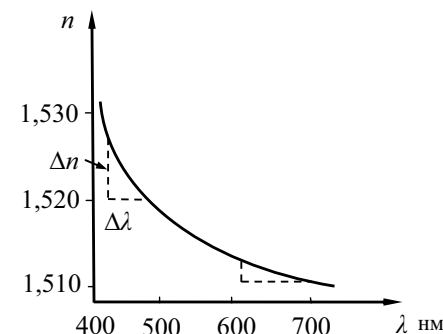
и вычисляют значение показателя преломления n по формуле (11) (где $\delta_{\text{min}} = \bar{\delta}_{\text{min}}$).

14. Результаты заносят в таблицу 2.

Таблица 2

λ	A'_0	A'	$\delta_{\text{min}, \text{лев}}$	A''_0	A''	$\delta_{\text{min}, \text{np}}$	$\bar{\delta}_{\text{min}}$	n

15. Строят график зависимости $n(\lambda)$



16. Пользуясь графиком $n(\lambda)$, определяют дисперсию материала призмы $\frac{dn}{d\lambda}$ для крайних областей спектра. Величины $\frac{dn}{d\lambda}$ определяют по наклону графика

$n(\lambda)$ на его крайних участках: $\frac{dn}{d\lambda} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda}$

Пользуясь значениями $\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)_{\lambda_{\text{min}}}$ и $\left(\frac{dn}{d\lambda}\right)_{\lambda_{\text{max}}}$,

по формулам (12) и (13) оценивают величину дисперсии (D) и разрешающую способность призмы (R) для крайних областей спектра. В формуле (12) в ка-

$$\delta_{\min, \text{лев}} = |A' - A'_0|$$

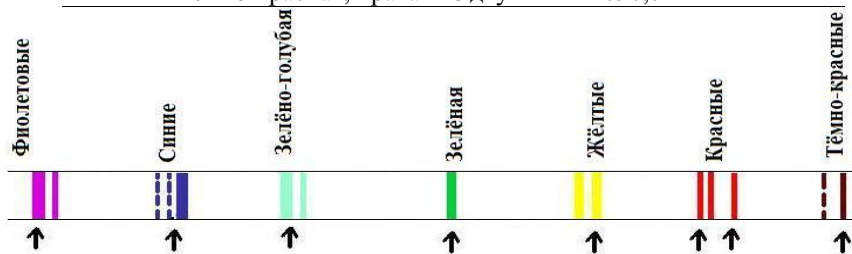
10. Поочередно устанавливают нить окуляра на другие спектральные линии. Согласно п. 8 и 9 определяют левые углы наименьшего отклонения для всех наблюдаемых линий спектра ртути и заносят их значения в таблицу 2.

11. Снимают призму со столика и повторно измеряют направление неотклоненного луча A''_0 (см. п.2). При значительном расхождении значений A'_0 и A''_0 ($|A'_0 - A''_0| > 0^{\circ}02'$) следует обратиться к преподавателю.

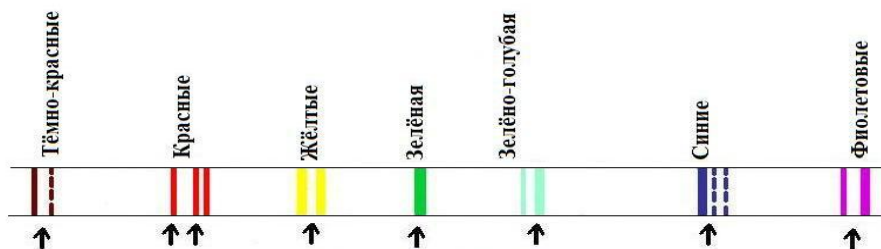
Таблица 1

Спектральные линии ртути

Описание линий (по левому спектру)	Длина волны. нм
Фиолетовая, левая из двух	404,7
Синяя, наиболее яркая из трех	435,8
Зелено-голубая, левая из двух	491,6
Зеленая, яркая	546,1
Желтая, левая из двух	577,00
Красная, левая из трех	607,3
Красная, средняя из трех	612,3
Темно-красная, правая из двух	690,7



а) левый спектр ртути



б) правый спектр ртути

Рис.7. Левый и правый спектры ртути (стрелками на рисунках отмечены линии, указанные в таблице 1. Толщина линий на рисунке соответствует их яркости)

6. Вычислить $\text{tg}\varphi$ по формуле: $\text{tg}\varphi = \Delta x / L$, где $\Delta x = \frac{|x_k| + |-x_{-k}|}{2}$. Так как в условиях опыта L значительно больше x_k , то можно полагать $\sin\varphi \approx \text{tg}\varphi$.

7. Вычислить длину волны λ лазера по формуле $\lambda = \frac{d}{kL} \Delta x$.

8. Найти $\bar{\lambda}$.

9. Рассчитать погрешность s_λ по формуле: $s_\lambda = \frac{d}{kL} s_x$; можно положить

$$s_x \approx \delta = 1 \text{ мм.}$$

10. Все результаты занести в таблицу 1

$$N = \dots (\text{шт}/\text{мм}), \quad d = \dots (\text{мм})$$

Таблица 1

k_i	L_i мм	$ x_k + -x_{-k} $ мм	Δx_k мм	$\text{tg}\varphi$ рад	λ_i , нм	$\bar{\lambda}$, нм
1						
2						
3						

11. Окончательный результат представить в виде $\lambda = \bar{\lambda} \pm s_\lambda$

12. Проанализируйте полученный результат для $\bar{\lambda}$, сравнив его с известным значением λ для красного света.

Контрольные вопросы

1. Что такое дифракция света?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля и поясните его рисунком.
3. Опишите прозрачную дифракционную решетку и её параметры.
4. Напишите условия для главных максимумов и минимумов интенсивности для дифракционной решетки и объясните их. Почему коэффициенты k и m имеют разные значения?
5. Какое максимальное количество главных максимумов возможно для использованной в лабораторной работе дифракционной решетки?
6. Нарисуйте график $I=f(\sin\varphi)$ для монохроматического света, падающего на решетку.
7. Каков будет вид графика $I=f(\sin\varphi)$ при освещении решетки белым светом?
8. Как изменится дифракционная картина при изменении величин d, b, N ?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §180
3. Феофилактов Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007, §14.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа №305

Дифракция Фраунгофера на прозрачной решётке

Цель работы: изучение явления дифракции плоской световой волны на дифракционной решетке.

Приборы и принадлежности: гониометр Г-5, ртутная лампа, прозрачная дифракционная решетка.

Краткая теория

Дифракцией света называют совокупность явлений, возникающих при распространении света в неоднородной среде. Неоднородностью может служить отверстие диафрагмы, небольшое препятствие на пути лучей, щель или система щелей, край непрозрачного предмета и др. Количественное описание дифракции дает принцип Гюйгенса-Френеля, согласно которому дифракция возникает в результате интерференции большого числа взаимно когерентных вторичных волн, составляющих фронт световой волны. **Дифракционная картина** - совокупность периодически чередующихся светлых и темных полос (дифракция на щели), колец (дифракция на круглом отверстии) и других геометрических фигур, форма которых соответствует конфигурации пространственной неоднородности.

В работе исследуют дифракцию на прозрачной дифракционной решетке.

Дифракционной решеткой называют систему из большого количества параллельных щелей, расположенных близко друг к другу.

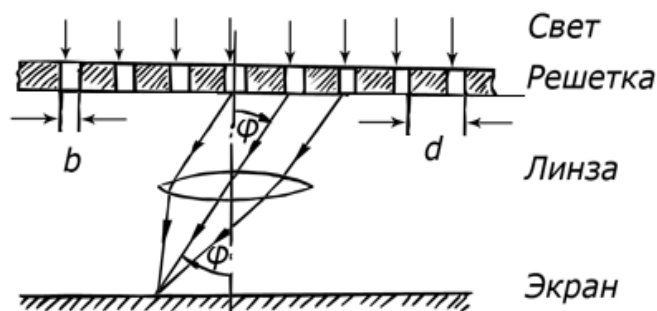


Рис. 1. Дифракция на решетке

Рассмотрим явление дифракции на прозрачной решетке (рис. 1). Из-за дифракции на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы, вместо геометрических изображений щелей решетки получается сложная дифракционная кар-

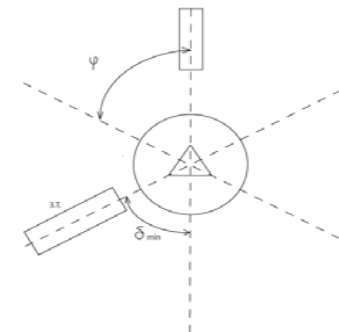


Рис.6

Измерение угла наименьшего отклонения показано на рис. 6.

3 На середину столика устанавливают призму основанием влево (см. рис. 6) так, чтобы биссектриса преломляющего угла призмы образовала с осью коллиматора угол, близкий к прямому ($\varphi \approx 70^\circ - 80^\circ$).

4. Визуально находят слева от оси коллиматора направление, под которым на призме видно цветное изображение линейчатого спектра ртутной лампы.

5. Медленно поворачивают столик так, чтобы изображение спектра приближалось к направлению неотклоненного луча. Спектр при этом смещается до некоторого крайнего положения. При дальнейшем повороте столика он начнет двигаться в обратном направлении. Крайнее положение соответствует углу наименьшего отклонения, оставляют столик в этом положении.

6. Устанавливают зрительную трубу по направлению, под которым видно цветное изображение линейчатого спектра ртутной лампы. Наблюдая в окуляр и медленно поворачивая трубу, определяют, какие линии входят в спектр ртути, и сверяют его состав с таблицей 1.

На рис. 7 показан вид спектров ртути: левого (7,а), когда основание призмы находится слева, и правого (7,б), когда основание призмы справа. Отметим, что порядок расположения линий, указанный в таблице 1, соответствует левому спектру.

ПРИМЕЧАНИЕ. В процессе выполнения работы необходимо следить за яркостью и качеством разрешения линий спектра. Для этого с помощью барабанчика устанавливают такую ширину щели коллиматора, чтобы достаточно хорошо были видны все спектральные линии. Улучшить четкость изображения можно также путем фокусировки зрительной трубы.

7. Выбирают для наблюдения конкретную линию в спектре, например фиолетовую.

8. Поворачивая столик вправо и влево в небольших пределах, проверяют, соответствует ли установка призмы углу наименьшего отклонения. Совмещают нить окуляра зрительной трубы с центром спектральной линии, производят отсчет угла A' и заносят его значение в таблицу 2.

9. Для данной линии спектра вычисляют левый угол наименьшего отклонения по формуле

дадой 7, и столика 3, на котором устанавливают исследуемую призму. Коллиматор служит для получения параллельного пучка лучей от источника света. На коллиматоре находится регулируемая щель 5. Спектр наблюдают при помощи зрительной трубы 2. Ниже окуляра зрительной трубы 6 находится окуляр 8 отсчетного устройства, позволяющего измерять углы наблюдаемых лучей.

Совмещают вертикальную нить окуляра зрительной трубы с центром измеряемой спектральной линии и снимают показания лимба и нониуса.

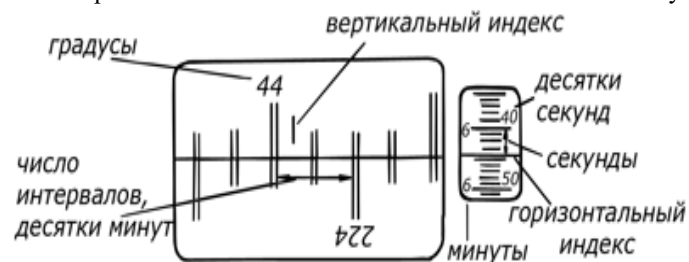


Рис. 5. а) измерительный лимб; б) нониус отсчетного устройства

Лимб и нониус, изображенные на рис. 5,а), б), видны в поле зрения окуляра 8 отсчетного устройства.

Для того чтобы снять показания прибора, надо, наблюдая в окуляр 8, совместить вертикальные штрихи верхней и нижней шкалы измерительного лимба (рис. 5,а). Совмещение производят, вращая маховик 9, расположенный справа от зрительной трубы. При этом цифра, расположенная на верхней шкале лимба слева от вертикального индекса, дает число градусов измеряемого угла. Далее необходимо найти на нижней шкале лимба цифру, отличающуюся от первой на 180° . Число интервалов между этими двумя цифрами даст число десятков минут определяемого угла. Единицы угловых минут обозначены цифрой, расположенной слева от вертикальной шкалы нониуса (рис. 5,б). При этом положение горизонтального индекса позволит определить по правой вертикальной шкале нониуса число секунд искомого угла. На рис. 5 показано измерение угла в $44^\circ 26' 44''$.

Измерения и их обработка

ВНИМАНИЕ. При работе с ртутной лампой необходимо соблюдать осторожность. Жесткое ультрафиолетовое излучение вредно для зрения, поэтому не рекомендуется смотреть на лампу.

Определение показателя преломления, дисперсии и разрешающей способности стеклянной призмы

1. Записывают значение преломляющего угла призмы (θ) и длину основания призмы (b), указанные на лабораторном стенде.

2. Устанавливают зрительную трубу так, чтобы нить окуляра трубы совмещалась с изображением середины щели коллиматора. Снимают показания прибора (A'_0), соответствующее направлению неотклоненного луча, и заносят это значение в таблицу 2.

тина. Распределение интенсивности света по углу φ , измеряемому от нормали к решетке, изображено на рис. 2.

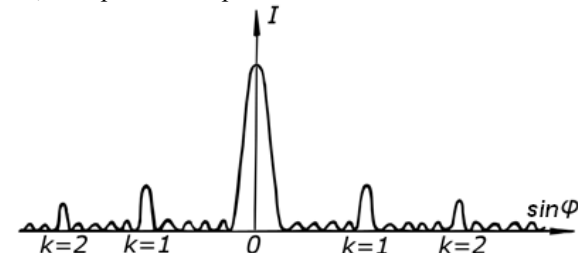


Рис. 2. Дифракция монохроматического света на решетке

Главные максимумы интенсивности возникают вследствие интерференции световых волн от всех щелей решетки. Из-за большого числа щелей помимо главных максимумов появляются вторичные максимумы меньшей интенсивности, расположенные между главными. Направление на главный максимум k -го порядка при нормальном падении лучей на решетку определяет формула [1]:

$$d \sin \varphi_{(\max)} = \pm k \lambda, \quad (1)$$

где $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ – порядок дифракции; $\varphi_{(\max)}$ – угол, под которым виден

максимум; d – период решетки, $d = \frac{1}{N}$, а, N – число штрихов на единицу длины.

Решетки делают с числом штрихов от 50 до 2000 штрихов на миллиметр.

Расположение минимумов определяется дифракцией на каждой щели и рассчитывается по формуле:

$$b \sin \varphi_{(\min)} = \pm m \lambda, \quad (2)$$

где b – ширина щели решетки, а $m = 1, 2, \dots$.

Из формулы (1) видно, что число порядков дифракции для данной решетки ограничено. Действительно, синус угла φ не может превысить единицу, поэтому

$$k_{\max} = \frac{d}{\lambda} \quad (3)$$

Если на решетку падает излучение разных длин волн, как это имеет место в случае ртутной лампы, используемой в данной работе, то на экране наблюдается совокупность максимумов первого, второго и т. д. порядков для разных длин волн, образующих соответственно спектры первого, второго и т. д. порядков (рис. 3 и рис. приложения).

Центральный максимум при $\varphi = 0$ не зависит от λ , поэтому здесь наблюдают неразложенный белый свет.

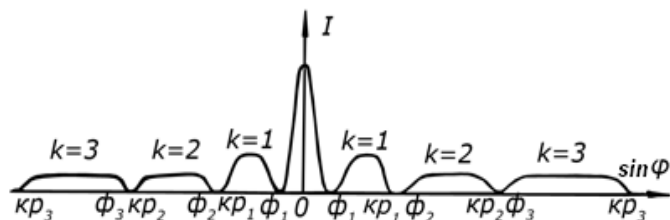


Рис. 3. Дифракционные спектры белого света

Из формулы (1) ясно, что большему углу φ соответствует большая длина волны. Поэтому красные края спектров всех порядков дифракции расположены дальше от начала координат, фиолетовые – ближе (рис. 3). Интенсивность спектров снижается с ростом порядка дифракции k , угловая ширина спектров растет. Таким образом, с ростом k увеличивается угловая дисперсия

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda},$$

где $d\varphi$ - угловое расстояние между двумя близкими линиями λ_1 и λ_2 , а $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Формулу для угловой дисперсии можно получить, дифференцируя условие главного максимума (1):

$$d \cos \varphi \cdot d\varphi = k d\lambda$$

Откуда

$$D_{\varphi} = \frac{k}{d \cos \varphi} \quad (4)$$

Если углы φ невелики (на практике это обычно имеет место), то $\cos \varphi \approx 1$, поэтому

$$D_{\varphi} = \frac{k}{d} \quad (4')$$

Таким образом, угловая дисперсия возрастает с ростом порядка дифракции и с уменьшением периода решетки. Для данного порядка дифракции угловая дисперсия дифракционной решетки практически постоянна.

Возможность раздельного восприятия двух близких спектральных линий зависит не только от расстояния между ними (определяемого дисперсией прибора), а также и от ширины спектрального максимума. На рисунках показана результирующая интенсивность (сплошная кривая), наблюдаемая при наложении двух

$$D = \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{2 \sin(\frac{\theta}{2})}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (12)$$

где $\frac{dn}{d\lambda}$ - дисперсия вещества призмы.

Раздельное наблюдение двух линий с наименьшим интервалом длин волн определяется разрешающей силой призмы $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ которая зависит от дифракционных явлений на краях призмы, т.е. от ее размеров, а также от дисперсии материала призмы:

$$R = b \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (13)$$

где b - основание призмы (см. рис. 3).

Описание установки

Измерение углов при исследовании явления дисперсии на стеклянной призме осуществляется с помощью гониометра Г-5 (рис. 4).

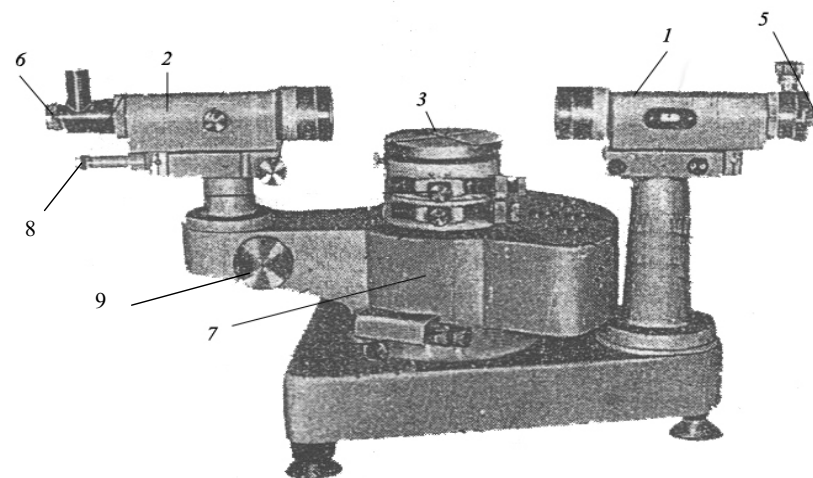


Рис. 4 Гониометр Г-5

Гониометр состоит из трех основных узлов: коллиматора 1, расположенного на неподвижном основании; зрительной трубы 2, передвигающейся вместе с али-

пример, фиолетовые), пройдя призму, отклоняются на больший угол, чем лучи длинноволновые (например, красные).

Призмы, служащие для пространственного разделения излучений различных длин волн, называются спектральными (или дисперсионными). Спектральные призмы используются как диспергирующие устройства в спектрографах, монохроматорах, спектрофотометрах и др.

Для полной характеристики оптических материалов необходимо определить показатели преломления для различных длин волн. Одним из способов определения является метод измерения показателя преломления по углу наименьшего отклонения луча, который используется в настоящей работе.

Угол отклонения δ меняется в зависимости от угла падения ε , причем существует такой угол ε , при котором отклонение луча минимальное: $\delta = \delta_{\min}$. В этом случае луч BC внутри призмы (см. рис. 3) направлен перпендикулярно биссектрисе угла θ , $\varepsilon = \varepsilon_1$, $\varepsilon'_1 = \varepsilon'$, а показатель преломления вещества призмы равен:

$$n = \frac{\sin \frac{\delta_{\min} + \theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (11)$$

Это следует из того, что $n = \frac{\sin \varepsilon}{\sin \varepsilon'}$, $\varepsilon' = \frac{\theta}{2}$, $\delta + \gamma = \pi$;

$$\gamma = \pi - 2(\varepsilon - \varepsilon') = \pi - 2\varepsilon + \theta \quad (\text{это видно из } \triangle BDC), \quad \delta = 2\varepsilon - \theta, \varepsilon = \frac{\delta + \theta}{2}$$

Качество спектральной призмы характеризуется угловой дисперсией $D = \frac{\Delta \delta}{\Delta \lambda}$, где $\Delta \delta$ - угловое расстояние между близкими спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\Delta \lambda$, Значение D выражается в угловых единицах на нанометр.

Угловую дисперсию получим, дифференцируя, выражение (11):

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{\frac{1}{2} \cos \frac{\delta + \theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{\frac{1}{2} \cos \varepsilon}{\sin \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{d\delta}{d\lambda}$$

С учетом того, что $\cos \varepsilon = \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \varepsilon'}$ получаем формулу:

близких максимумов (штриховые кривые). На рис.4 оба максимума воспринимаются как один. На рис.5 между максимумами находится минимум. Два близких максимума воспринимаются глазом раздельно в том случае, если интенсивность в промежутке между ними составляет не более 80% от интенсивности максимума.

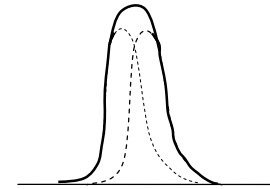


Рис.4

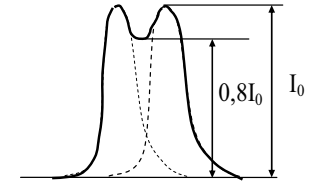


Рис.5

Согласно критерию Рэлея такое соотношение интенсивности имеет место в том случае, если середина одного максимума совпадает с минимумом (краем) другого (Рис. 5).

Разрешающей способностью спектрального прибора называется безразмерная величина:

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} \quad (5)$$

Найдем разрешающую способность дифракционной решетки. Положение середины k -го максимума для длины волны $\lambda + \delta \lambda$ определяется условием:

$$d \sin \varphi_{\max} = k(\lambda + \delta \lambda)$$

При переходе от максимума к соседнему добавочному минимуму разность хода меняется на $\frac{\lambda}{N}$ (см. [3] формула 14.3). Следовательно, минимум λ удовлетворяет условию:

$$d \sin \varphi_{\min} = k\lambda + \frac{\lambda}{N}$$

По критерию Рэлея углы $\varphi_{\max} = \varphi_{\min}$, т. е. $k\lambda + \frac{\lambda}{N} = k(\lambda + \delta \lambda)$. Следовательно, разрешающая способность равна

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = kN \quad (6)$$

Таким образом, разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна числу щелей N и порядку спектра k .

Описание установки

В работе исследуют прозрачную дифракционную решетку.

ПРИМЕЧАНИЕ. Категорически запрещается прикасаться пальцами и любыми предметами к рабочей поверхности решетки. При попадании пыли или посторонних предметов на решетку следует обратиться к лаборанту.

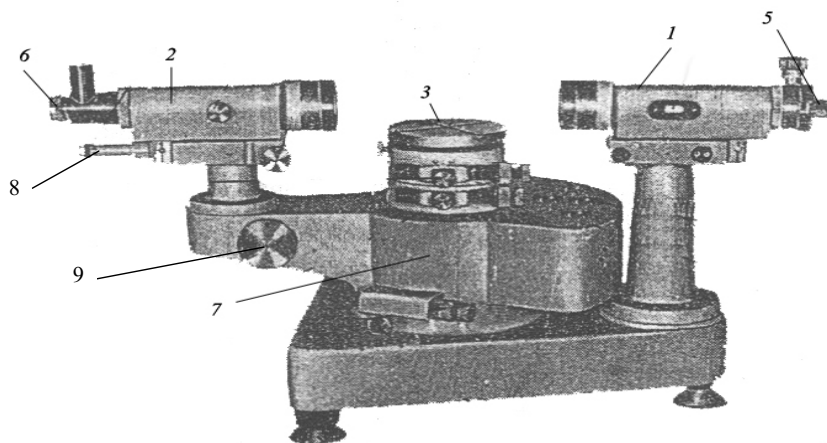


Рис. 6 Гониометр Г-5

Измерение углов при наблюдении дифракционной картины производится гониометром Г-5 с точностью до 0,5 угловой секунды (рис. 6).

Гониометр состоит из трех основных узлов: коллиматора 1, расположенного на неподвижном основании; зрительной трубы 2, передвигающейся вместе с алидадой 7, и столика 3, на котором устанавливают исследуемую дифракционную решетку. Коллиматор служит для получения параллельного пучка лучей от источника света. На коллиматоре находится регулируемая щель 5. Спектр наблюдают при помощи зрительной трубы 2. Ниже окуляра зрительной трубы 6 находится окуляр 8 отсчетного устройства, позволяющего измерять углы наблюдаемых лучей, выходящих из решетки.

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2} \quad (9)$$

Формула (9) описывает как аномальную, так и нормальную дисперсию (очевидно, что при $\beta=0$ (9) превращается в (6)).

Если входящие в состав молекул вещества электроны имеют различные собственные частоты ω_{0k}^2 , тогда зависимость (9) примет вид:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \sum_k \frac{\omega_{0k}^2 - \omega^2}{(\omega_{0k}^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2} \quad (10)$$

При переходе от n^2 к n и от ω к λ получим зависимость $n(\lambda)$, графически представленную на рис. 2.

Следствием дисперсии света в прозрачных средах является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через стеклянную призму (впервые это явление было изучено И.Ньютоном в 1672 г.)

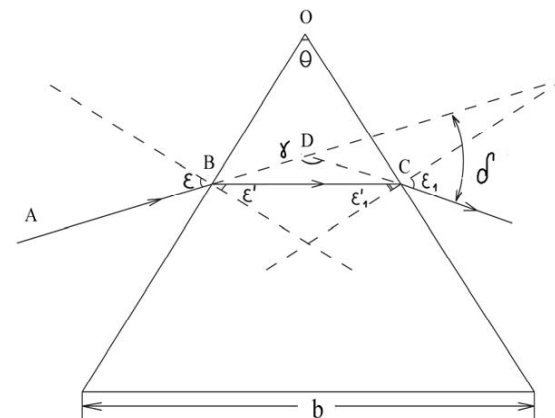


Рис.3 Прохождение света в стеклянной призме

Рассмотрим, как проходит свет через стеклянную призму (рис. 3). Луч света АВ, падающий на одну из граней призмы под углом ε , преломившись в точке В под углом ε' , пройдет в призме отрезок ВС и; вторично преломившись в точке С, выйдет из призмы под углом ε_1 (ε_1 -угол падения на вторую грань).

Отметим, что на выходе из стеклянной призмы, луч всегда отклоняется в сторону ее основания: угол δ называется углом отклонения. Угол между преломляющими гранями называется преломляющим углом призмы. Угол отклонения δ зависит от показателя преломления: при увеличении n увеличивается δ . Поскольку для стекла характерна нормальная дисперсия, коротковолновые лучи (на-

$$z = \frac{eE}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (5)$$

Подставляя (5) в (2) и учитывая (1), получим:

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (6)$$

Отсюда видно, что показатель преломления вещества зависит от частоты колебаний световой волны, а значит, от длины волны падающего света.

Как уже упоминалось, все прозрачные вещества не имеют полос поглощения в видимой области. Частота собственных колебаний осциллирующего электрона ω_0 соответствует ультрафиолетовой области. Предполагая, что $\omega < \omega_0$,

можно зависимость (6) разложить по степеням $\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$, ограничившись в этом разложении двумя членами:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0\omega_0^2} \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \right]$$

Так как $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, можно получить зависимость n от λ для области нормальной дисперсии, график которой показан на рис.1:

$$n^2 = 1 + A \left(1 + \frac{B}{\lambda^2} \right), A = \frac{Ne^2}{m\xi_0\omega_0^2}, B = \frac{4\pi^2 c^2}{\omega_0^2} \quad (7)$$

Следует еще раз подчеркнуть, что формулы (6) и (7) справедливы только для описания нормальной дисперсии, которая наблюдается в областях спектра, не содержащих полосы поглощения.

При приближении частоты волны падающего света к частоте собственных колебаний электрона возникает явление резонанса. При этом возрастает амплитуда колебаний электрона, и усиливается влияние поглощения света.

В этом случае тормозящей силой пренебрегать нельзя, и уравнение движения (3) примет вид:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + 2\beta \frac{dz}{dt} + \omega_0^2 z = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t, \quad (8)$$

где $\beta = \frac{r}{2m}$ - коэффициент затухания.

Если решение уравнения (8) подставить в уравнение (2) и усреднить полученное выражение по времени, можно получить следующую зависимость $n(\omega)$:

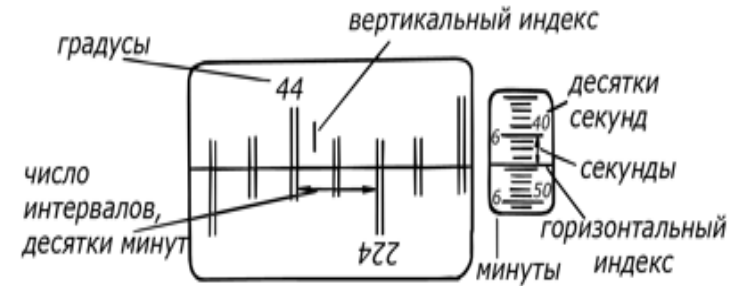


Рис. 7. а) измерительный лимб; б) нониус отсчетного устройства. Лимб и нониус, изображенные на рис. 7,а), б), видны в поле зрения окуляра 8 отсчетного устройства.

Для того чтобы снять показания прибора, надо, наблюдая в окуляр 8, совместить вертикальные штрихи верхней и нижней шкалы измерительного лимба (рис. 7,а). Совмещение производят, вращая маховик 9, расположенный справа от зрительной трубы. При этом цифра, расположенная на верхней шкале лимба слева от вертикального индекса, дает число градусов измеряемого угла. Далее необходимо найти на нижней шкале лимба цифру, отличающуюся от первой на 180° . Число интервалов между этими двумя цифрами даст число десятков минут определяемого угла. Единицы угловых минут обозначены цифрой, расположенной слева от вертикальной шкалы нониуса (рис. 7,б). При этом положение горизонтального индекса позволит определить по правой вертикальной шкале нониуса число секунд искомого угла. На рис. 5 показано измерение угла в $44^\circ 26' 44''$.

В качестве исследуемого источника света применяют ртутную лампу, помещенную в кожухе перед коллиматором гониометра.

Измерения и их обработка

Задание 1. Определение периода дифракционной решетки.

1. Включить источник света и тумблер подсветки отсчетного устройства - слева на алидаде.
2. Установить дифракционную решетку на столик гониометра перпендикулярно оси коллиматора.

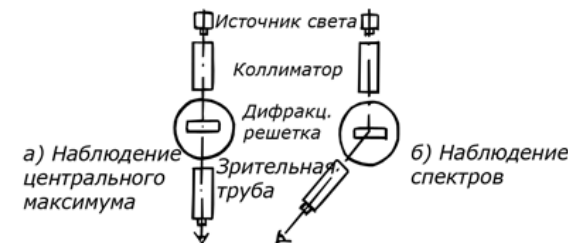


Рис. 8. Схема работы на гониометре

3. Поворачивая алидаду 7 относительно неподвижной решетки, подвесить центральный неразложенный максимум к перекрестию окуляра зрительной трубы так, чтобы вертикальный штрих был посередине максимума (см. рис. 8, схема а)). При необходимости фокусируют зрительную трубу при помощи маховичка в правой стороне трубы.
4. Произвести отсчет A_0 угла φ_0 , под которым наблюдается центральный неразложенный максимум.
5. Поворачивая алидаду например влево от центрального максимума (см. рис. 8) найти в левых спектрах 1 и 2 порядков 4 наиболее ярких линии ртутного спектра с известной длиной волны (см. таблицу 2 в конце описания). Произвести отсчет углов A_{λ_i} для линий в спектрах 1 и 2 порядков. Для каждой линии проводят 3 измерения, настраиваясь на ту же линию вновь. Данные каждого измерения, производимого с точностью $\pm 0,5$ (половина наименьшего деления углового отсчетного устройства), заносят в таблицу 1.
6. Найти углы дифракции, под которыми наблюдаются спектральные линии с λ_i : $\varphi_i = |A_{\lambda_i} - A_0|$. Если нуль измерительного лимба находится между отсчетами A_0 и A_{λ_i} , то $\varphi_i = (360^\circ - A_{\lambda_i}) + A_0$.
7. Представить измеряемый угол в виде $\varphi_i = \bar{\varphi}_i \pm \varepsilon_\varphi$, где $\bar{\varphi}_i = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varphi_i$ (N – число измерений угла φ_i ; $N \geq 3$); $\varepsilon_\varphi = \varepsilon_{\text{сум}}$,
8. Найти период решетки по формуле

$$d_i = \frac{k\lambda_i}{\sin \bar{\varphi}_i}$$

для линии с длиной волны λ_i , наблюдаемой в спектре порядка k . Провести определение d для спектральных линий с $i_{\text{max}} = 3 \div 4$.

9. Найти среднее значение по формуле:

$$\bar{d} = \frac{1}{i_{\text{max}}} \sum_{i_{\text{max}}} d_i.$$

10. Результаты свести в таблицу 1.

сии. Эти трудности устраняются электронной теорией, которая дает истолкование физического смысла ε и объясняет явление дисперсии зависимостью ε от частоты световых колебаний (или длины волны).

Для неполярных молекул при отсутствии внешнего поля электроны в атомах вещества находятся в положении равновесия и дипольный момент молекулы равен нулю. Под влиянием электрического поля световой волны, проходящей через вещество, электроны смещаются из положения равновесия на расстояние z . При этом возникает дипольный момент $p = ez$, где e – заряд электрона.

Диэлектрическая проницаемость вещества по определению равна

$$\varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}, \text{ где } E - \text{ напряженность электрического поля световой волны, } P = Np$$

– поляризованность вещества N – число атомов в единице объема, ε_0 – электрическая постоянная. Таким образом, диэлектрическая проницаемость ε зависит от величины z , а, следовательно, от значения напряженности поля световой волны E :

$$\varepsilon = 1 + \frac{Nez}{\varepsilon_0 E} \quad (2)$$

Под действием переменного поля световой волны $E = E_0 \cos \omega t$ электроны в атомах совершают вынужденные колебания с частотой, равной частоте волны ω .

Согласно II закону Ньютона уравнение движения электрона:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -m\omega_0^2 z - r \frac{dz}{dt} + eE_0 \cos \omega t, \quad (3)$$

где ω_0, m – собственная частота колебаний электрона и его масса, r – коэффициент сопротивления. Три члена, стоящие в правой части уравнения, означают соответственно: квазиупругую возвращающую силу, определяющую свободные колебания электрона в атоме; тормозящую силу, введенную для учета поглощения света (что соответствует затуханию колебаний); и силовое возмущение со стороны поля световой волны. Уравнение (3) – это уравнение вынужденных колебаний электрона с учетом затухания.

В видимой части спектра для всех прозрачных веществ поглощение света мало, и тормозящей силой можно пренебречь. Поэтому уравнение (3) сводится к уравнению (4), которое описывает вынужденные колебания электрона без учета затухания:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \omega_0^2 z = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t, \quad (4)$$

При этом смещение электрона z можно представить в виде $z = z_0 \cos \omega t$. Если эту величину подставить в уравнение (4), получим:

n с увеличением λ . Такой ход зависимости n от λ называется аномальной дисперсией, при этом $\frac{dn}{d\lambda} > 0$.

У всякого вещества имеются свои полосы поглощения, поэтому общий ход показателя преломления обусловлен распределением этих полос по спектру. Для большинства прозрачных веществ (например, стекла) полосы поглощения лежат в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра. Для таких веществ дисперсия имеет нормальный характер в видимой части спектра, усиливаясь к ее границам, а внутри полос поглощения (в ультрафиолетовой и инфракрасной областях) превращается, в аномальную. Такой ход показателя преломления n от длины волны λ представлен схематически на рис.2. Пунктирной кривой здесь изображена зависимость коэффициента поглощения вещества χ от длины световой волны λ . Участок $\lambda_1 - \lambda_2$ соответствует области аномальной дисперсии.

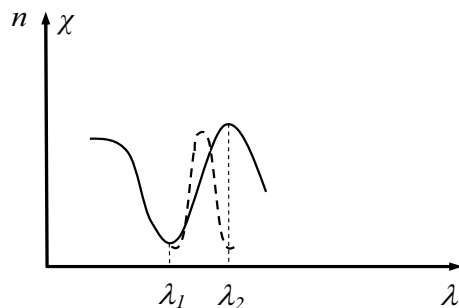


Рис. 2

Зависимость показателя преломления n и коэффициента поглощения вещества (пункт. линия) χ от длины волны света.

Абсолютный показатель преломления среды показывает во сколько раз скорость света в вакууме больше скорости света в данной среде: $n = \frac{c}{V}$. Согласно

электромагнитной теории света $V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$, где ϵ - диэлектрическая проницаемость

среды, μ - магнитная проницаемость. Сравнивая две последние формулы, получим $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. Если учесть, что в оптической области спектра для всех веществ $\mu = 1$ тогда

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (1)$$

В электромагнитной теории света Максвелла величина ϵ была введена формально и принималась постоянной, что не могло объяснить явление диспер-

Таблица 1

№ п/п	λ_i , нм	A_0	A_{λ_i}	φ_i	$\overline{\varphi_i}$	$\sin \overline{\varphi_i}$	d_i
1	λ_{11}						
2	λ_{12}						
3	λ_{13}						
1	λ_{21}						
2	λ_{22}						
3	λ_{23}						
...	...	...	...	...	...	...	...

Задание 2. Определение угловой дисперсии и разрешающей способности прозрачной дифракционной решетки.

1. Определить угловую дисперсию дифракционной решетки для спектров 1 и 2 порядков по формуле (4').
2. Следует также рассчитать угловую дисперсию в 1 и 2 порядках спектров методом непосредственных измерений:

$$D_{\varphi} \approx \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda}$$

Для этого нужно найти разность длин волн $\Delta\lambda$ для двух желтых спектральных линий, а также соответствующую разность угловых отсчетов $\Delta\varphi$ этих линий.

3. Сравнить полученный результат с расчетом по формуле (4').
4. Рассчитать разрешающую способность прозрачной дифракционной решетки для первого и второго порядков спектра по формуле (6).

№ п/п	Описание линий	Длина волны, нм
1	Фиолетовая (яркая)	404,7
2	Синяя	435,8
3	Зеленая (яркая)	546,1
4	Желтая (первая)	576,9
5	Желтая (вторая)	579,0

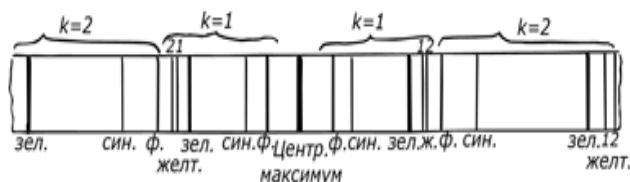
Контрольные вопросы

1. Что такое дифракция света?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.

3. Объясните, в каких случаях наблюдается дифракция Френеля, а в каких дифракция Фраунгофера.
4. Напишите условия максимумов для различных порядков дифракционной решетки.
5. Что такое угловая дисперсия дифракционной решетки? Какова ее размерность?
6. Нарисуйте расположение порядков дифракции при монохроматическом свете, падающем на решетку.

Приложение

Схема расположения спектральных линий ртути в спектрах получаемых при помощи дифракционной решетки



ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§180, 183.
3. Феофилактова Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007, §§14, 15.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа №308.

Проверка закона Малюса

Цель работы: изучение закона Малюса.

Приборы и принадлежности: источник питания БП-1, осветитель, два поляроида, люксметр.

Краткая теория.

Известно, что в естественном свете плоскость колебаний электрического вектора электромагнитной волны $\vec{E}$ беспорядочно расположена в пространстве. Если колебания вектора $\vec{E}$ упорядочены каким-либо образом, то свет называют **поляризованным**. Если колебания вектора $\vec{E}$ происходят только в одной плоскости, свет называется плоскополяризованным. Свет, в котором колебания в одной плоскости преобладают над колебаниями в других плоскостях, является

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§190-196.
3. Феофилактова Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007, §§18-23.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа № 311

Дисперсия света на стеклянной призме

Цель работы: изучение явления дисперсии света на стеклянной призме.

Приборы и принадлежности: гониометр, спектральная призма, ртутная лампа.

Краткая теория.

Дисперсией света называется изменение абсолютного показателя преломления вещества в зависимости от длины волны $n = f(\lambda)$, где λ - длина световой волны.

Дисперсия свойственна всем веществам. В тех областях спектра, в которых данное вещество прозрачно, наблюдается уменьшение показателя преломления n с увеличением длины волны λ (или уменьшением частоты света $\nu = \frac{c}{\lambda}$). Такая зависимость называется нормальной дисперсией света и графически показана на рис. 1.

Количественная характеристика дисперсии - дисперсия вещества $\frac{dn}{d\lambda}$ - при этом отрицательна ($\frac{dn}{d\lambda} < 0$).

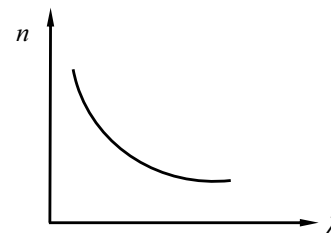


Рис. 1

Нормальная дисперсия света

В тех областях спектра, где вещество сильно поглощает свет (в так называемых полосах поглощения), наблюдается обратный ход дисперсии: увеличение.

принять равным $360,06^\circ$. Разность между конечным и нулевым отсчётом равна углу вращения плоскости поляризации исследуемого раствора:

$$357,14^\circ - 360,06^\circ = -2,92^\circ$$

- Аналогичные измерения произвести с кюветой, наполненной раствором сахара другой концентрации.
- Измерить длину кюветы с раствором.
- По полученным данным вычислить концентрацию растворов сахара по формуле (2). При этом удельное вращение для раствора сахара:

$$[\alpha] = 66,47 \frac{\text{уг.градусы} \cdot \text{м}^3}{(\text{кг} \cdot \text{м})}$$

- Результаты измерений и вычислений заносят в таблицу

Таблица

№	α_0	$\bar{\alpha}_0$	α_1	$\bar{\alpha}_1$	$\bar{\alpha}_1 - \bar{\alpha}_0$	α_2	$\bar{\alpha}_2$	$\bar{\alpha}_2 - \bar{\alpha}_0$	ℓ	C_1	η_{c1}	C_2	η_{c2}
1													
2													
3													
4													
5													

- Определить относительные погрешности для величин C_1 и C_2 по формуле:

$$\eta_c = \sqrt{\frac{m_a^2}{\alpha^2} + \frac{m_{[\alpha]}^2}{[\alpha]^2} + \frac{m_\ell^2}{\ell^2}},$$

где $m_\alpha = 0,02^\circ$, $m_\ell = 0,5 \text{ мм}$. Так как $\frac{m_\alpha}{[\alpha]}$ намного меньше двух других сла-

гаемых, то вычислить погрешность можно по формуле: $\eta_c = \sqrt{\frac{m_a^2}{\alpha^2} + \frac{m_\ell^2}{\ell^2}}$

Контрольные вопросы:

- Чем можно объяснить явление двойного лучепреломления?
- Нарисуйте и объясните ход лучей в призме Николя.
- Какие известны виды поляризации света?
- Какой физический смысл имеет удельное вращение?
- Как можно определить концентрацию оптически активного раствора?
- Расскажите об искусственной анизотропии.

ЛИТЕРАТУРА

частично поляризованным. Такой свет можно рассматривать как смесь естественного и плоскополяризованного.

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется **плоскостью поляризации**. Плоскополяризованный свет является частным случаем эллиптически поляризованного света, для которого вектор $\vec{E}$ (вектор $\vec{H}$) изменяется со временем таким образом, что его конец описывает эллипс, расположенный в плоскости, перпендикулярной лучу. Если эллипс вырождается в прямую, то возникает плоскополяризованный свет, а если в окружность, то получается циркулярно поляризованный свет.

Существует несколько способов получения плоскополяризованного света.

При отражении от диэлектрика в общем случае получается частично поляризованный свет. Но при угле падения ε_B , удовлетворяющем условию $tg \varepsilon_B = n_{отн.}$, отраженный луч полностью плоскополяризован. Здесь $n_{отн.}$ - относительный показатель преломления вещества; угол ε_B называют углом полной поляризации, или углом Брюстера.

Преломление естественного света в анизотропных кристаллах - один из возможных способов получения поляризованного света. При этом используется явление двойного лучепреломления¹. Из кристаллов, обладающих двойным лучепреломлением, изготавливают поляризационные призмы - поляризаторы, например, призма Николя, или николь.

Поляризованный свет можно получить с помощью поляроидов - тонких пленок, дающих двойное лучепреломление, но пропускающих один из двух поляризованных лучей.

Для исследования характера и степени поляризации света применяют устройства, называемые анализаторами. В качестве анализаторов используют те же приборы, которые служат для получения плоскополяризованного света, - поляризаторы.

Эти приборы свободно пропускают колебания, параллельные плоскости, которая называется плоскостью поляризатора, и полностью задерживает колебания, перпендикулярные к этой плоскости. Колебания амплитуды A , совершающиеся в плоскости, образующей угол φ с плоскостью поляризатора, можно разложить на два колебания с амплитудами $A_{||} = A \cos \varphi$ и $A_{\perp} = A \sin \varphi$ (рис.1; луч перпендикулярен плоскости рисунка).

¹ Свет, проходя через анизотропную среду (например, исландский шпат), разлагается на две составляющие - обыкновенный и необыкновенный лучи, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях и распространяющиеся с различными скоростями.



Рис. 1

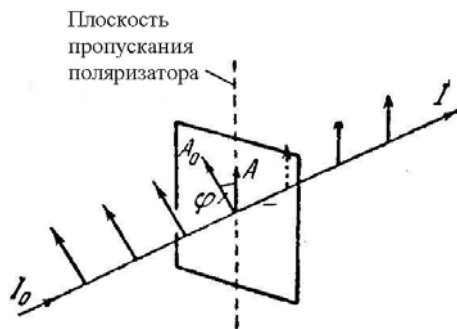


Рис. 2

Первое колебание пройдет через прибор, второе будет задержано. Интенсивность прошедшей волны пропорциональна $A_{||}^2 = A^2 \cos^2 \varphi$, то есть равна $I \cos^2 \varphi$, где I – интенсивность колебания с амплитудой A . Следовательно, колебание параллельное плоскости поляризатора, несёт с собой долю интенсивности, равную $\cos^2 \varphi$. В естественном свете все значения φ равновероятны. Поэтому доля света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему значению $\cos^2 \varphi$, т.е. $1/2$. При вращении поляризатора вокруг направления естественного луча интенсивность прошедшего света оказывается одной и той же, изменяется лишь ориентация плоскости колебания света, выходящего из прибора.

Пусть на поляризатор падает плоскополяризованный свет амплитуды A_0 и интенсивности I_0 (рис.2). Сквозь прибор пройдет составляющая колебания с амплитудой $A = A_0 \cos \varphi$, где φ – угол между плоскостью колебаний вектора $\vec{E}$ падающего света и плоскостью пропускания поляризатора. Следовательно, интенсивность прошедшего света I определяется выражением:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (1)$$

Это соотношение носит название закона Малюса.

Поставим на пути естественного луча два поляризатора, плоскости пропускания которых образуют угол φ . Из первого поляризатора выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого I_0 составит половину интенсивности естественного света $I_{ест}$. Согласно закону Малюса из второго поляризатора выйдет свет интенсивности $I_0 \cos^2 \varphi$. Таким образом, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора равна:

$$I = \frac{1}{2} I_{ест} \cdot \cos^2 \varphi. \quad (2)$$

сравнения. Установку на равномерную яркость повторить 5 раз со снятием отсчётов по шкале лимба и нониуса отсчётного устройства. Отсчёт градусов берется напротив «0» нониуса. По нониусу определяют десятые и сотые доли градуса: для этого находят деление нониуса, совпадающее с каким либо делением лимба. Если «0» нониуса располагается между целым числом градусов и $0,5^\circ$, то к градусам добавляется показание нониуса. Если же «0» нониуса перешел за $0,5^\circ$, то показание нониуса увеличивается на $0,5^\circ$. Затем вычислить среднеарифметическое значение из 5 полученных отсчётов. Полученное значение является нулевым отсчётом. Вынуть кювету из прибора.

- Для определения угла вращения плоскости поляризации кювету с исследуемым раствором поместить в кюветное отделение поляриметра и закрыть крышкой. Затем снять отсчёт как указано в пункте 2. Повторить 5 раз измерения. Затем вычислить среднеарифметическое значение из 5 полученных отсчётов. Чтобы определить угол поворота плоскости поляризации от среднего значения, полученного с раствором, надо вычесть нулевой отсчёт.

Пример 1: При определении нулевого положения с кюветой, наполненной дистиллированной водой, был получен результат $0,06^\circ$ (рис 8), а после ввода кюветы, наполненной исследуемым раствором, получен отсчёт $3,56^\circ$ (рис 7). Разность в отсчётах между конечной и начальной установками равна углу вращения плоскости поляризации исследуемого раствора:

$$3,56^\circ - 0,06^\circ = 3,50^\circ$$

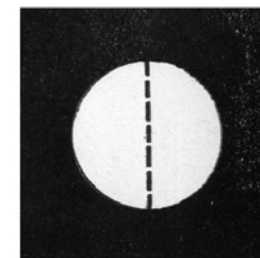
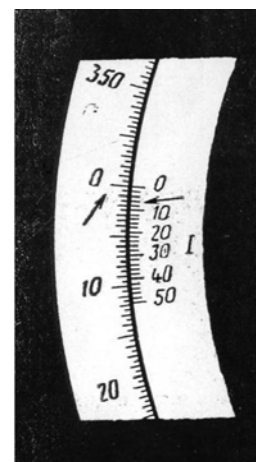


Рис.8

Пример 2: После ввода кюветы, наполненной исследуемым раствором с левым вращением, был получен результат $357,14^\circ$. В этом случае нулевой следует

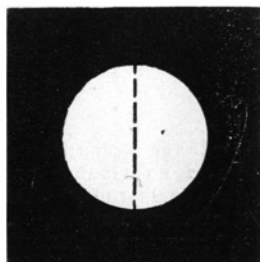
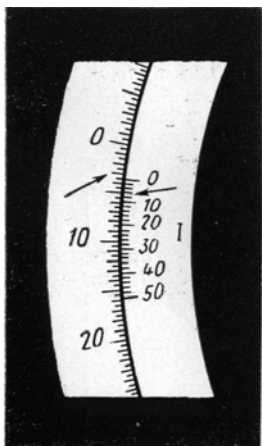


Рис. 7

Следовательно, разностью двух отсчётов, соответствующих равенству яркостей полей сравнения с оптически активным раствором и без него, определяется угол вращения плоскости поляризации данным раствором.

По углу вращения плоскости поляризации можно определить концентрацию оптически активных веществ. Для большинства таких веществ удельное вращение мало зависит от концентрации, а угол вращения пропорционален концентрации.

$$\alpha = [\alpha] \cdot \ell \cdot c,$$

где α - угол вращения, $[\alpha]$ - удельное вращение измеряемого вещества для длины волны 589 нм; ℓ - длина кюветы в м., c - концентрация в кг/м³.

Зная угол вращения плоскости поляризации, можно определить концентрацию вещества

$$c = \frac{\alpha}{[\alpha] \cdot \ell} \quad (2)$$

При измерении на поляриметре угла вращения плоскости поляризации правовращающими оптически активными растворами отсчёты по шкале отсчётного устройства будут от 0 до 35°, левовращающими – от 360 до 325°.

Измерения и их обработка.

Определение концентрации оптически активного раствора сахара.

1. Включить прибор
2. Определить нулевой отсчёт. Для этого в кюветное отделение поляриметра помещают кювету с дистиллированной водой. Вращением втулки наблюдательной трубки установить окуляр по глазу на резкое изображение линии раздела полей сравнения. После этого, вращая ручку 13 (рис 5), добиться равенства яркостей полей

Для проверки закона Малюса в данной лабораторной работе исследуется зависимость (1), где I – интенсивность вышедшего из анализатора света, I_0 – интенсивность прошедшего через поляризатор света, угол φ - угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора.

Чтобы убедиться в справедливости закона Малюса, необходимо сравнить экспериментально полученную зависимость $\frac{I}{I_0} = f(\varphi)$ с теоретическим законом изменения функции $\cos^2 \varphi$ и убедиться в их совпадении.

Описание установки

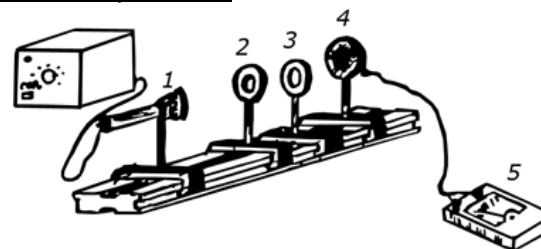


Рис. 3. Схема лабораторной установки

На оптической оси неподвижно укреплены: 1 -осветитель, 2,3 - два поляроида, 4,5 - прибор, измеряющий интенсивность падающего света, -люксметр (рис. 3). Осветитель (лампа накаливания) включается через блок питания БП-1, имеющий плавную регулировку яркости пучка света. Пучок света проходит через поляроиды, один из которых играет роль поляризатора (2), а другой - анализатора (3). Угол поворота плоскости пропускания анализатора относительно плоскости пропускания поляризатора отсчитывается по шкале, нанесенной на оправе анализатора. Люксметр состоит из двух элементов - светочувствительного датчика с селеновым фотоэлементом (4) и стрелочного гальванометра (5). Шкала гальванометра градуирована непосредственно в единицах освещенности – люксах и имеет два предела измерений: 0 - 150 люкс; 0 - 500 люкс. **В работе включаем прибор на предел 0 - 150 люкс.**

Измерения и их обработка

1. На оптической скамье располагают датчик люксметра на максимально близком расстоянии от анализатора 3. Устанавливают лимб анализатора 3 в положение "0"; затем, вращая лимб поляризатора 2, добиваются максимального отклонения стрелки гальванометра люксметра ($\varphi = 0$). При этом плоскости поляризатора и анализатора будут параллельны. Измеряют значение I_0 .
2. Не меняя расстояния между приборами, исследуют зависимость I от φ , вращая анализатор. Измерения проводят через каждые 20° от 0° до 360°.

- Проводят три серии таких измерений и вычисляют среднее значение $\frac{I}{I_0}$ для каждого угла φ . Здесь I_0 - интенсивность света при $\varphi = 0$, т.е. интенсивность света, вышедшего из поляризатора. Отношение $\frac{I}{I_0}$ можно рассматривать как $f(\varphi)$.
- Данные измерений заносят в таблицу 1 и строят график зависимости $\frac{I}{I_0} = f(\varphi)$. На этом же графике строят и теоретическую кривую $\cos^2 \varphi = f_1(\varphi)$.
- Сравнивают две полученные кривые и убеждаются, насколько хорошо в условиях опыта выполняется закон Малюса.
- Для любых двух точек экспериментального графика определяют средние квадратические погрешности по формуле:

$$m_{\frac{I}{I_0}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \left(\frac{I_i}{I_0} - \bar{\frac{I}{I_0}} \right)^2}{N(N-1)}},$$

где N – число измерений при заданном угле φ . Сравнить полученное значение $m_{\frac{I}{I_0}}$ с систематической погрешностью люксметра ($\pm 0,5$ минимального деления шкалы прибора).

Наносят на график доверительные интервалы $\pm m_{\frac{I}{I_0}}$ для обеих точек.

- Результаты для двух выбранных точек представить в виде

$$\frac{I}{I_0} = \bar{\frac{I}{I_0}} \pm m_{\frac{I}{I_0}}.$$

Таблица 1

№ измерения	φ	I			$\frac{I}{I_0}$			$\bar{\frac{I}{I_0}}$	$\cos^2 \varphi$
	0° 20° 40° 60° ...360°								

Натриевую лампу включают тумблером 10, кюветное отделение закрывают крышкой 11. На рис. 5 необходимо выделить так же наблюдательную трубку 12 с вращающейся втулкой анализатора, позволяющей устанавливать на резкое изображение линии раздела поля зрения. В наглазнике закреплены 2 лупы (слева и справа от наблюдательной трубки 12), через которые снимаются отсчёты по шкале лимба отсчётного устройства. Вращение лимба осуществляется ручкой 13. На лимбе нанесена 360-градусная шкала с ценой деления $0,5^\circ$. Также на корпусе прибора закреплены нониусы отсчётных устройств, расположенные диаметрально. Величина отсчёта по нониусу – $0,02^\circ$, вся шкала нониуса составляет $0,5^\circ$. Оцифровка нониуса: цифра «10» соответствует $0,10^\circ$; «20» – $0,20^\circ$ и т. д.

В поляриметре применён принцип уравнивания яркостей разделённого пополам поля зрения вблизи полного затемнения. Плоскости пропускания поляризатора и анализатора при равенстве минимальных яркостей полей сравнения составляют угол около 90° . Вид поля зрения поляриметра представлен на рис 6

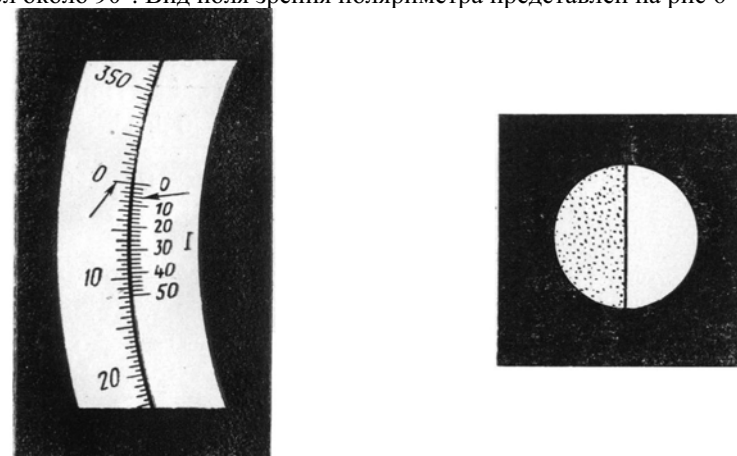


Рис. 6

Уравнивание яркостей производят путём вращения анализатора.

Если между анализатором и поляризатором ввести кювету с оптически активным раствором, то равенство яркостей полей сравнения нарушается. Оно может быть восстановлено поворотом анализатора на угол, равный углу поворота плоскости поляризатора раствором.

чальной плоскости P (Рис. 3-б). Различие в скоростях света с разным направлением круговой поляризации обуславливается асимметрией молекул, либо ассиметричным размещением атомов в кристалле.

Описание установки.

Поляриметр круговой СМ-3 предназначен для измерения угла вращения плоскости поляризации оптически активными прозрачными однородными жидкостями. Погрешность прибора – не более $\pm 0,02^\circ$. Диапазоны показаний угла вращения плоскости поляризации – от 0 до 360° .

Оптическая принципиальная схема поляриметра представлена на рисунке 4.

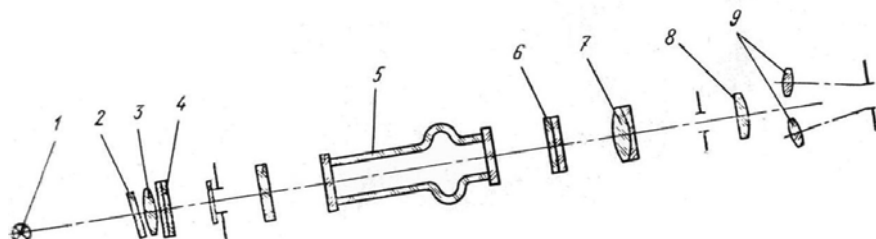


Рис. 4

Основными элементами её являются: лампа 1, светофильтр 2, конденсор 3, поляризатор 4, трубка 5, анализатор 6, объектив 7, окуляр 8, две лупы 9. В качестве поляризатора и анализатора используются призмы Николя.

Конструктивно поляриметр устроен достаточно сложно. Его общий вид представлен на рис. 5.

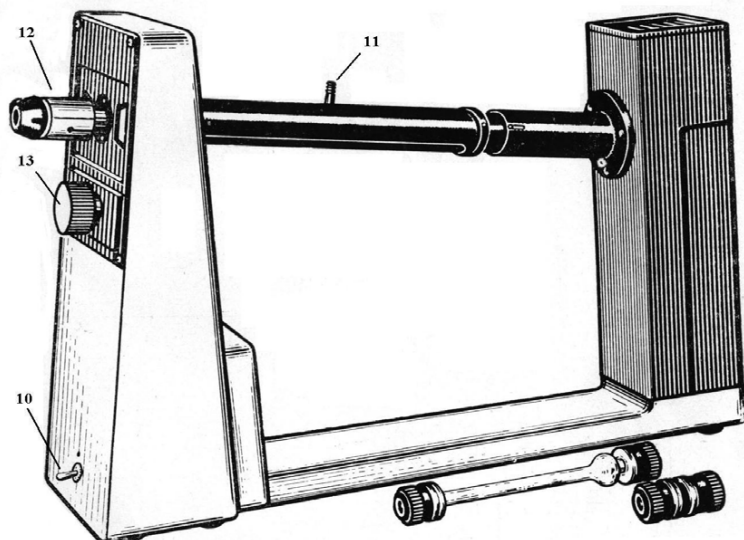


Рис. 5

Контрольные вопросы

1. Какой свет называется поляризованным?
2. Назовите способы получения плоскополяризованного света.
3. Формулировка закона Малюса. О каком угле идет речь в законе?
4. На поляроид падает естественный свет. Какова интенсивность прошедшего света?
5. На поляризатор падает естественный свет. За ним поставили анализатор. Каждый из поляроидов теряет на отражение и поглощение 3% падающего света. Какова интенсивность вышедшего из анализатора света?
6. В чем заключается явление двойного лучепреломления?
7. Как объяснить, что экспериментальная кривая $\frac{I}{I_0} = f(\varphi)$ не касается оси абсцисс?

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И. В. Курс общей физики. М., Наука, все издания
2. Трофимова Т. И. Курс физики. М., Высшая школа, все издания, §§190-195.
3. Феофилактова Т. В. Волновые и квантовые свойства электромагнитного излучения. М., МИИГАиК, 2007, §§18-22.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. –М.: Наука, все изд.

Лабораторная работа №309.

ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Цель работы: изучение вращения плоскости поляризации оптически активными растворами.

Приборы и принадлежности: поляриметр, трубка с дистиллированной водой, две трубки с раствором сахара.

Краткая теория.

Волны с фиксированной в пространстве плоскостью колебаний вектора напряженности электрического поля $\vec{E}$ называются плоскополяризованными. Существуют и другие, более сложные, типы поляризации, такие как круговая или эллиптическая поляризации, при которых концы электрического, а следовательно, и магнитного векторов описывают соответственно круг или эллипс. Плоскополяризованный свет получают при прохождении света через различные поляризационные приборы, анизотропные среды, при отражении от диэлектриков и др.

Если плоскополяризованный свет интенсивности I_0 падает на поляроид, то интенсивность, вышедшего света определяется законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (1)$$

где I_0 - интенсивность падающего света; φ - угол между плоскостью поляризации (плоскостью колебаний вектора $\vec{E}$) падающего света и плоскостью пропускания поляроида.

При падении естественного света на анизотропный кристалл наблюдается явление двойного лучепреломления. Для толстого кристалла и узкого падающего пучка раздвоение лучей в пространстве хорошо заметно (рис. 1).

Луч не претерпевает раздвоения только в одном направлении, называемом оптической осью, в одноосных кристаллах. Один из лучей, который распространяется во всех направлениях с одинаковой скоростью и называется обыкновенным, обозначают буквой O . Другой, называемый необыкновенным (буква e), идет в кристалле с различными скоростями в зависимости от направления распространения. Оба луча поляризованы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Вектор $\vec{E}$ обыкновенного луча всегда перпендикулярен к главному сечению кристалла (рис. 1). Главным сечением называется плоскость, проходящая через световой луч и оптическую ось кристалла. Колебания необыкновенного луча совершаются в плоскости главного сечения.

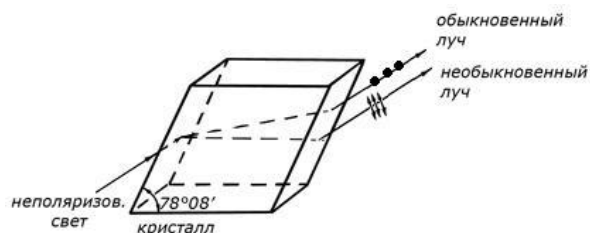


Рис. 1. Раздвоение светового луча в кристалле

На описанном явлении основано действие поляризатора, называемого призмой Николя (сокращённо - николь). Он представляет собой призму из исландского шпата (рис. 2), разрезанную по диагонали и склеенную канадским бальзамом.

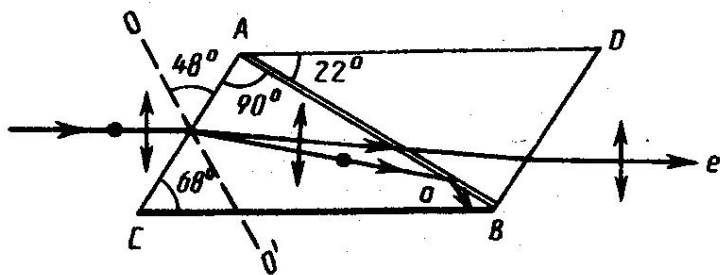


Рис. 2

Показатель преломления канадского бальзама n лежит между показателем преломления n_0 и n_e обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле ($n_0 > n > n_e$). Угол падения оказывается таким, что обыкновенный луч претерпевает на прослойке бальзама полное внутреннее отражение и отклоняется в сторону; не-

обыкновенный же луч свободно проходит через эту прослойку и выходит из призмы.

Если в пространство между двумя скрещенными поляризаторами поместить сосуд с раствором сахара, то в монохроматическом свете вместо отсутствия освещенности поля зрения будет наблюдаться некоторая интенсивность прошедшего света, которую можно свести к нулю, поворачивая анализатор вправо или влево вокруг выходящего луча. Это явление объясняется способностью раствора сахара поворачивать плоскость поляризации вокруг направления луча света и называется вращением плоскости поляризации. Вещества, вращающие плоскость поляризации (нефть, винная кислота, раствор сахара, а также некоторые минералы - кварц, киноварь и др.), называются оптически активными. Различают вращение правое (положительное), когда вещество вращает плоскость поляризации по стрелке часов для пучка света, падающего в глаз наблюдателя, и левое (отрицательное) - при вращении плоскости поляризации в обратном направлении.

В случае твердого вещества угол вращения пропорционален толщине проходящего светом слоя, а для раствора - концентрации и длине кюветы с раствором.

Для объяснения вращения плоскости поляризации Френель предположил, что в оптически активных веществах лучи, поляризованные по кругу вправо и влево распространяются с неодинаковой скоростью. Плоскополяризованный свет можно представить как суперпозицию двух поляризованных по кругу волн, правой и левой, с одинаковыми частотами и амплитудами. Действительно, геометрическая сумма $\vec{E}$ световых векторов $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ поляризованных по кругу волн в каждый момент времени будет лежать в одной и той же плоскости P (рис 3-а.)

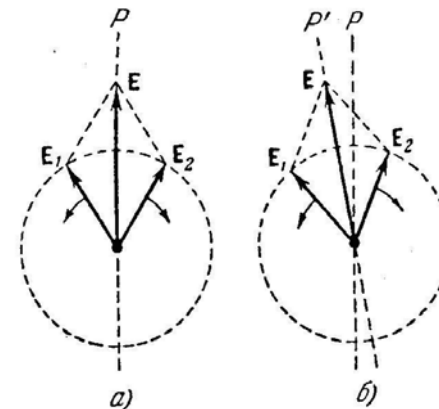


Рис. 3

Если скорости распространения обеих волн окажутся неодинаковыми, то по мере прохождения через вещество один из векторов, $\vec{E}_1$ или $\vec{E}_2$, будет отставать в своём вращении от другого вектора, в результате чего плоскость P' , в которой лежит результирующий вектор $\vec{E}$, будет поворачиваться относительно первоначальной.